PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 25. 8. Dezember 1911. Redaktionsschluß für No. 26 am 2. Dezember 1911. 12. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. E. Gibson, Über eine monochromatische Temperaturstrahlung des Thalliumdampfes. S. 1145.

E. S. Bishop, Eine absolute Bestimmung der kleinsten Ionisierungsenergie eines Elektrons und die Anwendung der Theorie der Ionisierung durch Stoß auf Gasgemische. S. 1148.

F. Behnsen, Der Einfluß von Oxydbildung und thermischer Behandlung auf den Magnetismus des Kupfers. S. 1157.

K. Rottgardt, Über den Einfluß von Elektrodenmaterial und Medium der Funkenstrecke auf die Bildung von Lichtbögen bei Verwendung von Resonanztransformatoren. S. 1160.

P. Ludewig, Die Messung vertikaler Luftströmungen. S. 1162.

E. v. Bahr, Über die Veränderung von Absorptionslinien durch fremde Gase. S. 1167.

Vorträge und Diskussionen von der 83. Naturforscherversammlung zu Karlsruhe:

Aus der Sektion für Physik:

B. Glatzel, Die Trägheit von Selenzellen. S. 1169.

Aus der Abteilung für angewandte Mathematik und Physik, einschließlich Instrumentenkunde, Ingenieurwesen und Elektrotechnik:

H. Blasius, Das Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen. S. 1175.

H. Blasius, Stromfunktionen für Flügel und Turbinenschaufeln. S. 1177.

Zusammenfassende Berichte:

Bericht über die Versammlung der British Association for the Advancement of Science zu Portsmouth, 30. Aug. bis 6. Sept. 1911. S. 1179.

Besprechungen:

E. Sommer, Über die Radioaktivitätsverhältnisse der natürlichen Heilquellen des deutschen Sprachgebietes. S. 1192.

C. Schiffner, Radioaktive Wässer in Sachsen. I. S. 1192.

C. Schiffner u. M. Weidig, Radioaktive Wässer in Sachsen. II. S. 1192.

Ph. A. Guye, Die industrielle Verdichtung des Stickstoffs. S. 1192.

Personalien. S. 1192.

Gesuche. S. 1192.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über eine monochromatische Temperaturstrahlung des Thalliumdampfes.

Von G. E. Gibson (Carnegie Fellow 1911).

In meiner Breslauer Dissertation[1]) wurde folgender Versuch beschrieben:

Ein etwa 3 mm weites und 10 cm langes Quarzrohr (Fig. 1) wird in der abgebildeten Weise an mehreren Stellen verengt und unten zugeschmolzen. Ein Stück reines Thallium im Gewicht von einigen Milligramm wird in das Rohr gebracht, welches alsdann mittels eines mit Quecksilber gedichteten Glasquarzschliffes mit einer Gaede-Kapselpumpe verbunden und evakuiert wird. Die erste Verengung wird so klein gemacht, daß das Thalliumstück nicht durchzugehen vermag, sondern über ihr hängen bleibt. Um Oxydbildungen möglichst zu vermeiden, wird das Thallium von einer frischen Oberfläche abgeschnitten und möglichst schnell in das Vakuum gebracht. Die benutzten Röhren wurden mit heißer Chromsäuremischung und destilliertem Wasser gewaschen und durch Erhitzen im Luftstrom getrocknet.

Nachdem das höchste Vakuum (weniger als $^1/_{10}$ mm) erreicht war, wurden die Röhrchen bei der gestrichelten Linie [Fig. 1) mit einem Leuchtgas-Sauerstoff-Gebläse abgeschmolzen.

Mit dem ersten Röhrchen nach unten wird nun das Thalliumstück in der kälteren Stelle des Sauerstoff-Gebläses erhitzt und langsam in das zweite Röhrchen destilliert. Bei dem Erhitzen verbindet sich etwa vorhandenes Oxyd mit dem Quarz unter Bildung von unflüchtigem Thalliumsilikat, welches bei der Destillation zurückbleibt. Die Destillation muß so

Fig. 1.

ausgeführt werden, daß der heiße Thalliumdampf über den stark erhitzten Quarz geleitet wird. Auf diese Weise wird der Dampf von Oxyd gereinigt.

Wenn das Oxyd nicht vollständig entfernt wird, halten sich die Röhrchen nur kurze Zeit,

1) Jahresber. d. Schles. Ges. f. Vaterländ. Kultur. 1911.

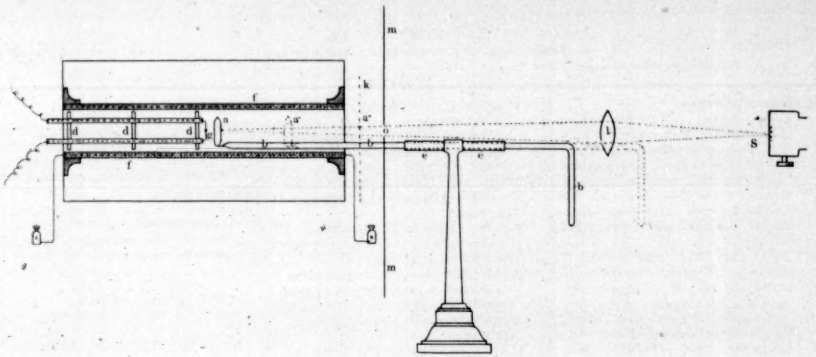


Fig. 2.

da das gebildete Silikat ein Entglasen (Kristallinwerden) des Quarzes verursacht.

Eine Reduktion des Quarzes unter Bildung von Silizium, wie sie Fredenhagen[1]) beschreibt, habe ich nicht beobachtet. Bis 1200° konnte ich sogar den Dampfdruck und die Dampfdichte des Thalliums in Quarzgefäßen bestimmen. (Inaug.-Dissert.)

Nachdem das Thallium vollständig in die zweite Abteilung (Fig. 1) getrieben worden ist, wird das erste Röhrchen mit dem zurückgebliebenen Silikat und etwaigen unflüchtigen Verunreinigungen bei der ersten Verengung abgeschmolzen.

Das zweite Röhrchen wird sodann in derselben Weise erhitzt und bei der zweiten Verengung abgeschmolzen, nachdem ungefähr $^2/_3$ des Thalliums in das dritte Röhrchen überdestilliert sind.

Das vierte Röhrchen wird in derselben Weise durch Destillation aus dem dritten gefüllt und ebenfalls abgeschmolzen.

Das vierte Röhrchen wird nun an einem Ende an ein etwa 10 cm langes Quarzrohr angeschmolzen und in den kälteren Teil des Sauerstoff-Gebläses gebracht, so daß das ganze Röhrchen auf eine Temperatur erhitzt wird, bei welcher der Quarz gerade anfängt zu leuchten. Bei dieser Temperatur (über 1300° C) leuchtet der Dampf schon sehr stark und die grüne Thalliumlinie kann mit einem Taschenspektroskop leicht beobachtet werden. Läßt man das Ende des Röhrchens ein wenig aus der Flamme herausragen, damit das Thallium hierhin kondensiert wird, so beobachtet man, daß das Leuchten heller wird, je näher das flüssige Thallium an die Flamme herangebracht wird. Da die Temperatur des leuchtenden Teiles des Röhrchens hierbei nicht geändert wird, so ist hiermit gezeigt, daß die Helligkeit des Leuchtens mit der Temperatur und daher mit dem Dampfdruck des flüssigen Thalliums steigt.

Es schien mir sehr wahrscheinlich, daß dieses Leuchten des Thalliums durch reine Temperaturstrahlung, nicht durch Chemilumineszenz zustande kommt. Die Professoren Lummer und Pringsheim machten mich auf eine sehr einfache Methode, diese Frage zu entscheiden, aufmerksam. Man braucht nur das oben beschriebene Röhrchen in einem schwarzen Körper zu erhitzen und das emittierte Licht mit einem Spektrometer zu untersuchen. Handelt es sich um reine Temperaturstrahlung, so muß der Dampf dem Kirchhoffschen Gesetz gehorchen, daher muß die grüne Linie bei Temperaturgleichgewicht stets vollkommen verschwinden. Ist das Leuchten dagegen durch Chemilumineszenz verursacht, so kann das Kirchhoffsche Gesetz nicht bei jeder Temperatur erfüllt sein und die grüne Linie wird sich auch bei Temperaturgleichgewicht im allgemeinen hell vom Spektrum des schwarzen Körpers abheben.

Die Versuchsanordnung ist in Fig. 2 abgebildet. Das 30 cm lange und 2,8 cm weite Heizrohr *f* eines elektrischen Ofens wird durch die 3 Porzellandiaphragmen *d* unterteilt. Der Ofen war von der gewöhnlichen Form, wie sie von Heraeus in Hanau geliefert werden. Das Heizrohr bestand aus Marquardtscher Masse, in welcher die Heizspule aus Platinfolie eingebettet war. Die Diaphragmen sind mit je 2 Löchern versehen, durch welche die Zuleitungen eines

1) Fredenhagen, Ann. d. Phys. **20**, 517, 1906.

Le Chatelierschen Pyrometers geführt werden, dessen Lötstelle sich bei *g* befindet.

Eines der oben beschriebenen Thalliumröhrchen *a* wird senkrecht auf das Quarzrohr *b*, welches locker in das Glasrohr *e* hineinpaßt, angeschmolzen. Durch das Gewicht des vertikal nach unten gebogenen Endes von *b* wird das Thalliumröhrchen in vertikaler Stellung erhalten. Durch diese Anordnung kann das Röhrchen an beliebige Stellen des Ofens gebracht werden.

Mittels der Linse *l* wird ein Bild des Röhrchens auf den Spalt des Spektrometers geworfen, welches so aufgestellt ist, daß die Achse des Kollimatorrohres möglichst genau mit der verlängerten Achse des Ofens übereinstimmt. Das Spektrometer war ein Zeißscher „Monochromator", der die *D*-Linien deutlich trennte.

Vor der Öffnung des Ofens befand sich ein Asbestschirm *m*, der bei *o* mit einer 5 mm weiten Öffnung versehen war.

Während der Ofen geheizt wird, empfiehlt es sich, das Röhrchen außerhalb des Ofens bei *a''* zu lassen, um das Entglasen des Quarzes durch langes Erhitzen möglichst zu vermeiden.

Wenn die Temperatur des Ofens ca. 1350° C beträgt und man bringt das kalte Röhrchen an die Stelle *a*, so beobachtet man nach kurzer Zeit die umgekehrte Thalliumlinie als dunkle Linie auf dem kontinuierlichen Spektrum des schwarzen Körpers. Die dunkle Linie wird schwächer, während das Röhrchen die Temperatur des Ofens annimmt und ist nach einigen Minuten vollkommen verschwunden. Bei 1450° ist die Erscheinung schon viel deutlicher. In 3 Minuten verschwindet die Linie vollständig.

Bringt man nun das Röhrchen von *a* an die Stelle *a'*, wo die Temperatur etwas niedriger ist als bei *a*, so ist die umgekehrte Linie sofort wieder zu sehen. Dieses ist nun ein Dauerzustand, da der Dampf bei *a'* dauernd eine niedrigere Temperatur hat, als die von *a* herkommende schwarze Strahlung. Man überzeugt sich leicht davon, daß der Dampf bei dieser Temperatur auch emittiert, indem man das Röhrchen schnell aus dem Ofen an die Stelle *a''* bringt und im selben Augenblick das Licht des Ofens mit einem Asbestschirm bei *k* abblendet. Während der kurzen Zeit, in der das Röhrchen sich auf etwa 1300° abkühlt, ist die Thalliumlinie hell auf dunklem Grund im Spektrometer zu sehen.

Entfernt man die Diaphragmen *d* aus dem Ofen, während das Röhrchen bei *a* bleibt, so erscheint die Linie dauernd hell auf einem dunkleren kontinuierlichen Spektrum. Das kontinuierliche Spektrum rührt zum größten Teil von dem Quarz her, welcher bei dieser Temperatur schon ziemlich stark leuchtet. Bringt man die Diaphragmen wieder in den Ofen, so verschwindet die Linie wieder in sehr kurzer Zeit.

Durch diese Versuche ist wohl einwandfrei bewiesen, daß die Emission der grünen Thalliumlinie hier den Gesetzen der reinen Temperaturstrahlung gehorcht. Das ist in Übereinstimmung mit den Resultaten von E. Bauer[1]), der gezeigt hat, daß man unter Annahme der Anwendbarkeit des Kirchhoffschen Gesetzes auf die in Flammen leuchtenden Salzdämpfe die Temperatur der Flammen aus der Umkehr der von ihnen ausgesandten Spektrallinien richtig bestimmen kann. Dagegen stehen meine Versuche, ebenso wie die von Bauer im Widerspruch mit der im Jahre 1893 von E. Pringsheim[2]) ausgesprochenen Ansicht, daß die Energie der spektralen Strahlung gasförmiger Elemente in Flammen nicht der Wärmebewegung entstammt, sondern direkt aus der chemischen Energie entsteht, und sie widersprechen auch der von Fredenhagen[3]) ausgesprochenen Erwartung, „daß sich die selektiven Emissions- und Absorptionsspektren stets als Folgen von Vorgängen werden nachweisen lassen, die unter Abgabe bzw. Aufnahme von freier Energie verlaufen".

Neuerdings jedoch hat E. Pringsheim[4]) darauf hingewiesen, daß sich in der langen Zeit, die seit seinen Versuchen verflossen ist, unsere Anschauungen über das Wesen der Emission vollständig geändert haben. Die Elektronentheorie hat zu der Annahme geführt, daß die Träger der spektralen Lichtemission nicht die gewöhnlichen Gasatome sind, sondern vielmehr solche Atome, die mit gewissen schwingungsfähigen Elektronen versehen sind. Demnach biete sich die Hypothese dar, daß bei seinen Versuchen es diese mit schwingungsfähigen Elektronen ausgestatteten Atome sind, die sich nicht durch bloße Temperaturerhöhung, sondern nur infolge chemischer Prozesse bilden, daß diese Atome aber, wenn sie einmal gebildet sind, sofort die der leuchtenden Temperatur entsprechende mittlere kinetische Energie annehmen, von der die Strahlung abhängt[5]).

Ob diese Annahme auch für meine Versuche zutrifft, läßt sich bisher nicht entscheiden, jedenfalls ist noch nicht einwandfrei be-

1) E. Bauer, C. R. **148**, 908 u. 1756, 1909; vgl. dagegen F. Kurlbaum und Günther Schulze, Verhdlg. d. D. Phys. Ges. 1906, S. 239.
2) E. Pringsheim, Wied. Ann. **49**, 364, 1893.
3) C. Fredenhagen, Ann. d. Phys. **20**, 169, 1906.
4) E. Pringsheim, C. R. **151**, 302, 1910.
5) Vgl. hierzu H. Schmidt, Ann. d. Phys. **29**, 1028, 1909.

wiesen, daß bei ihnen das Leuchten des Thalliumdampfes durch bloße Temperaturerhöhung verursacht ist. Es erscheint vielmehr nicht ausgeschlossen, daß bei der hohen Temperatur innerhalb des Quarzrohrs chemische Prozesse vor sich gehen, Quarz ist schon bei 800° für Wasserstoff durchlässig und möglicherweise könnte auch Sauerstoff von außen in das heiße Quarzrohr hineindiffundieren. Endlich tritt bei hoher Temperatur, wie schon angedeutet, eine bei längerer Einwirkung direkt beobachtbare Entglasung des Quarzes auf, welche wahrscheinlich durch Spuren von Oxyd bzw. Silikat beschleunigt wird.

Versuche sind noch im Gange, das event. Hineindiffundieren des Sauerstoffs auszuschließen und auch die optischen Konstanten des Dampfes zu bestimmen, die wegen der genauen Definierbarkeit des Druckes und der Temperatur, wie auch des molekularen Zustands (einatomig) des Dampfes von großem Interesse sein dürften.

Herrn Professor Dr. O. Lummer und Herrn Professor Dr. E. Pringsheim bin ich für das freundliche Interesse, welches sie meiner Arbeit stets entgegenbrachten, zu herzlichem Dank verpflichtet.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, August 1911.

(Eingegangen 30. September 1911.)

Eine absolute Bestimmung der kleinsten Ionisierungsenergie eines Elektrons und die Anwendung der Theorie der Ionisierung durch Stoß auf Gasgemische.

(An absolute determination of the minimum ionizing energy of an electron, and the application of the theory of ionization by collision to mixtures of gases).

Von Edwin S. Bishop.

Die Theorie der „Stoßionisation" ist in schönster Weise von J. S. Townsend ausgebildet und von ihm und anderen[1]) für verschiedene Gase bei niedrigen Drucken bestätigt worden. Der ursprüngliche Zweck dieser Versuche war, die Theorie dieser strengeren Prüfung zu unterziehen, und zwar durch Ausdehnung der Beobachtungen auf weite Druckbereiche und, falls möglich, durch Vorausbestimmung der elektrischen Eigenschaften eines Gemisches von Gasen, wenn die Eigenschaften der reinen Gase, aus denen es zusammengesetzt ist, bekannt sind.

Townsend hat gezeigt, daß ein Ion in einem hinreichend starken elektrischen Felde zwischen einigen der Zusammenstöße mit den Molekülen genügend kinetische Energie erwirbt, um aus den neutralen Molekülen neue Ionen zu erzeugen. Er hat weiter gezeigt, daß, wenn die Feldstärke nicht allzu hoch ist, einzig und allein das negative Ion bei der Erzeugung neuer Ionen wirksam ist. Wenn unter diesen Verhältnissen n_0 Ionen durch die Wirkung des ultravioletten Lichtes an der negativen der beiden parallelen Platten in Freiheit gesetzt werden, zwischen denen das elektrische Feld erregt wird, so ist die Anzahl n der Ionen, welche auf die positive Platte gelangen, durch die Formel

$$n = n_0 e^{\alpha d}$$

gegeben, in welcher e die Basis der Napierschen Logarithmen, α die Anzahl der durch die Zusammenstöße eines negativen Ions beim Durchlaufen einer Gasstrecke von einem Zentimeter erzeugten (positiven oder negativen) Ionen und d der gegenseitige Abstand der beiden Platten in Zentimetern ist. Townsend hat weiter dargetan[1]), daß bei hohen Werten von X/p (Feldstärke in Volt pro cm/Druck in cm) die positiven Ionen ebenfalls durch Stoß neue Ionen hervorbringen. Insofern als sämtliche hier beschriebene Versuche bei weit höheren Drucken ausgeführt worden sind als die von Townsend angewandten, sind die Werte von X/p verhältnismäßig klein, und infolgedessen fand anscheinend keine Ionisierung des Stoßes infolge positiver Ionen statt.

Beschreibung der Apparatur.

Die Leitfähigkeit zwischen den parallelen Platten A und B (siehe Fig. 1) wurde mittels ultravioletten Lichtes von der Zinkfunkenstrecke S erregt, das auf die Aluminiumplatte B fiel. Ein mit Wechselstrom von einem Drehstromgenerator betriebener Scheidelscher Induktor lieferte einen Funken von so gleichmäßiger Stärke, daß eine Ablesungsreihe jederzeit mit einem Fehler von weniger als 3 v. H. wiederholt werden konnte. In Abständen von je vier Zehntelmillimetern wurden über eine Öffnung von einem Zentimeter Durchmesser auf der versilberten Quarzplatte A Linien eingeritzt, um dem Licht den Durchgang zu gestatten. Die Platte A wurde mit dem Kondensator und dem Elektrometer verbunden und durch die Grundplatte E_1 aus Ebonit von der Ionisierungskammer und durch den Ebonitstopfen E_2 von der Ein-

1) Townsend, Nature **62**, 9. Aug. 1900; Phil. Mag. Febr. 1901, Juni 1902, Nov. 1903, März 1905; Townsend and Kirkby, Phil. Mag., Juni 1901; Townsend and Hurst, Phil. Mag., Dez. 1904; Hurst, Phil. Mag., Apr. 1906; Gill and Pidduck, Phil. Mag., Aug. 1908.

1) Townsend, Phil. Mag., Nov. 1903.

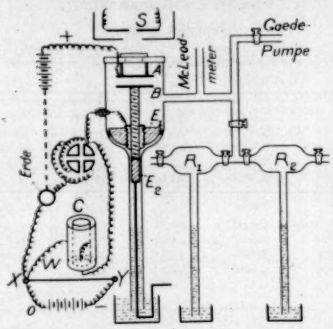


Fig. 1.

stellschraube R isoliert. Der äußere Zylinder des Kondensators C war mit der Induktionswage XY verbunden, an die zur Messung der kleineren Ströme ungefähr sechs Volt angelegt wurden. Die an die Platte A angelegten positiven Potentiale wurden von Sammlerbatterien gewonnen und bewegten sich — je nach dem Gasdruck — zwischen 500 und 3400 Volt. R_1 und R_2 waren Glasbehälter, in denen die zu untersuchenden Gase enthalten waren. Die Gase waren sorgfältig bereitet und vor dem Einlassen in R_1 und R_2 getrocknet worden.

Aus dem Volumen dieser Behälter und ihren Druckänderungen konnte die Menge eines jeden Gases in einem Gemische mit einer Genauigkeit von 0,1 v. H. ermittelt werden. Wenn mittelst einer Gaedepumpe auf $^1/_{1000}$ mm oder weniger ausgepumpt worden war, betrug die Druckzunahme in der Ionisierungskammer während dreier Stunden — der zur Vornahme einer Beobachtungsreihe erforderlichen Zeit — niemals mehr als $^2/_{1000}$ mm, so daß etwaige Verunreinigungen im Gase jedenfalls eine durchaus zu vernachlässigende Wirkung ausübten.

Beobachtungsverfahren.

Das gewünschte positive Potential wurde an die Platte A angelegt, Platte B und sein Verbindungssystem wurden geerdet, und der Schleifdraht W lag bei X (immer auf dem Potential null). Dann wurde der Funke erregt, die Platte B von Erde getrennt und die Zeit, die B brauchte, um eine positive Ladung zu erhalten, die gerade durch die an die Induktionswage XY angelegte Potentialdifferenz aufgehoben wurde, mit Hilfe einer Stoppuhr verzeichnet. Der Elektrometerausschlag konnte während einer Beobachtung in 150 cm Abstand innerhalb eines Bruchteiles eines Millimeters auf dem Nullpunkte gehalten werden. Dieses Verfahren wurde bei jeder Reihe von Werten wiederholt; dabei wurde mit Potentialen angefangen, die beträchtlich unterhalb des Ionisierungspotentials lagen, und bis zu Potentialen fortgeschritten, die Ionisierungsströme lieferten, welche gerade an der Brücke ausgeglichen werden konnten.

Da die Kapazität konstant war, werden diese Ströme proportional V/t sein, wo V die an die Induktionswage angelegte Spannung in Volt und t die Zeit in Sekunden ist, die die Platte B braucht, um das Potential V anzunehmen.

Der gleichmäßige Anstieg in dem sogenannten Sättigungsstrome (siehe Fig. 2) beruht wahrscheinlich auf zwei Ursachen: Erstens werden, wenn die Feldstärke gesteigert wird, weniger von den durch die Wirkung des Lichtes frei gewordenen Elektronen rückwärts auf die Platte entladen, und zweitens wird die Energie der Aussendung des Elektrons aus der Platte im Verein mit der Energie, die es seitens des Feldes empfangen hat, genügen, um beim ersten Anprall zu ionisieren, selbst wenn die Feldstärke unterhalb der kleinsten Ionisierungsfeldstärke liegen würde. Wenn indessen die Feldstärke einen solchen Wert erreicht, daß das Elektron zwischen einigen der Zusammenstöße genügend Energie erwirbt, um zu ionisieren, dann wird die Stromstärke bei geringer Zunahme der Feldstärke schnell ansteigen. Dieses Minimum des Ionisierungspotentials konnte entweder aus den Kurven oder aus der Betrachtung der Zahlenwerte gewonnen werden. Der Wert von n_0 in der Formel

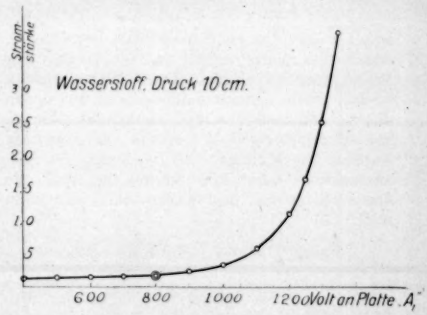


Fig. 2.

$$n = n_0 e^{\alpha d}$$

wurde stets als der Wert der Stromstärke beim Minimum des Ionisierungspotentials angenom-

men. (Zur Erläuterung siehe den zweifach umkreisten Punkt in Fig. 2.)

Bestimmung der kleinsten Ionisierungsenergie.

Bergen Davis hat eine Theorie für die kleinste kinetische Energie abgeleitet, die ein negatives Ion besitzen muß, um ein Molekül durch Stoß zu ionisieren. Er hat gezeigt, daß wenn α die Zahl der ionisierenden Stöße ist, die ein negatives Ion beim Durchlaufen einer Gasstrecke von 1 cm ausführt, wenn l die mittlere freie Weglänge des Ions und λ_0 die kleinste zur Ionisierung führende Weglänge ist, daß dann

$$\alpha = \frac{1}{l} e^{-\frac{\lambda_0}{l}} \left[1 + \frac{\lambda_0}{l} e^{\frac{\lambda_0}{l}} Ei\left(-\frac{\lambda_0}{l}\right)\right]$$

ist. Hieraus hat er eine Tabelle berechnet[1]), welche die Werte von αl und die zugehörigen Werte von λ_0/l angibt. Diese Werte wurden in drei große Kurven eingezeichnet, aus denen die zu den experimentell bestimmten Werten von αl zugehörigen Werte von λ_0/l gewonnen wurden. Das Minimum der Ionisierungsenergie, ausgedrückt durch die Anzahl der Volt, die das Elektron frei durchfallen muß, wird dann sein:

$$\text{Energie (in Volt)} = Xl\frac{\lambda_0}{l} = X\lambda_0 .$$

Die mittleren freien Weglängen der Moleküle des Wasserstoffs, der Kohlensäure und der Luft bei 76 cm Druck und 23° C wurden zu 0,0000185 bzw. 0,00000654 und 0,00000983 cm angenommen. Bei anderen Drucken wurden die mittleren freien Weglängen als umgekehrt proportional dem Druck angenommen. Die mittlere freie Weglänge des negativen Ions (Elektrons) wurde in allen Fällen als das $\sqrt{2}$fache der mittleren freien Weglänge des Gasmoleküls bei dem betreffenden Drucke angenommen[2]). Die erhaltenen Werte von $X\lambda_0$ für die benutzten Gase sind in den Tabellen I, II und III angegeben.

Legt man jedem der vorstehenden Werte von $X\lambda_0$ ein Gewicht proportional dem Druck bei, sintemal die Genauigkeit mehrerer Beobachtungen mit dem Drucke wächst, so ist der Mittelwert aus den Werten von $X\lambda_0$ für Wasserstoff 9,66 Volt, für Kohlensäure 6,21 Volt und

1) Bergen Davis, Phys. Rev., Jan. 1907.

2) Das ist nachweislich der theoretische Wert, da das Elektron so klein ist, daß es vernachlässigt werden kann, und sich mit einer Geschwindigkeit von höherer Ordnung als die der Geschwindigkeit der Moleküle bewegt (siehe J. C. Maxwell, Phil. Mag. (4) **19**, 29, 1860).

Tabelle I. Wasserstoff.

Druck 1,0 cm.

$n_0 = 0{,}345$ cm. $d = 0{,}3875$ cm.

X	$n n_0$	α	X'	$X\lambda_0$
314,8	1,245	0,544	312,0	9,63
353,5	1,435	0,932	356,3	9,61
392,3	1,640	1,277	390,1	9,56
431,0	2,010	1,802	435,3	9,42
469,7	2,390	2,249	469,8	9,59
508,4	3,130	2,945	518,4	9,61
547,1	3,880	3,499	554,9	9,65
585,8	4,840	4,070	590,0	9,77
621,9	6,200	4,710	626,6	9,83
658,1	8,120	5,404	664,5	9,83
683,9	9,920	5,923	691,0	9,89
			Mittel	9,67

Druck 1,9 cm.

$n_0 = 0{,}318$. $d = 0{,}3875$ cm.

451,6	1,11	0,269	472,6	9,29
516,1	1,23	0,534	521,5	9,34
580,6	1,45	0,959	583,1	9,44
645,2	1,74	1,430	639,9	9,77
709,7	2,29	2,138	714,0	9,53
774,2	2,97	2,810	775,2	9,55
838,7	4,03	3,597	840,9	9,57
903,2	5,66	4,472	906,9	9,63
967,7	8,01	5,370	971,3	9,71
1032,2	11,48	6,292	1031,3	9,80
1058,0	13,43	6,697	1057,4	9,86
			Mittel	9,59

Druck 4,0 cm.

$n_0 = 0{,}323$. $d = 0{,}3875$ cm.

1032	1,32	0,716	1025	9,70
1161	1,69	1,360	1157	9,69
1290	2,51	2,375	1273	9,69
1355	3,26	3,050	1352	9,69
1419	3,92	3,525	1404	9,81
1484	5,32	4,314	1485	9,61
1548	6,34	4,766	1528	9,66
1613	9,60	5,837	1625	9,45
1677	13,10	6,632	1694	9,50
			Mittel	9,64

Druck 5,0 cm.

$n_0 = 0{,}481$. $d = 0{,}3875$ cm.

1161	1,16	0,383	1166	9,96
1290	1,45	0,962	1294	9,88
1419	1,83	1,564	1398	9,52
1548	2,61	2,476	1529	9,57
1677	4,17	3,685	1676	9,67
1806	6,65	4,889	1805	9,67
1871	9,16	5,716	1887	9,51
			Mittel	9,68

Druck 10,0 cm.

$n_0 = 0{,}176$. $d = 0{,}3875$ cm.

2323	1,38	0,831	2350	9,83
2581	1,94	1,710	2547	9,74
2839	3,31	3,089	2789	9,47
3097	6,40	4,790	3035	9,64
3226	9,37	5,773	3161	9,74
3355	14,27	6,852	3293	9,81
3484	23,50	8,137	3436	9,82
			Mittel	9,72

Tabelle I (Fortsetzung).

Druck 20,0 cm.

$n_0 = 0{,}123$. $d = 0{,}4$ cm.

X	n/n_0	α	X'	$X\lambda_0$
4425	1,56	1,112	4546	9,96
4830	2,43	2,220	4838	9,73
5243	5,32	4,179	5239	9,58
5650	10,97	5,981	5548	9,58
6035	26,90	8,220	5884	9,57
6150	35,90	8,942	5982	9,65
				Mittel 9,68

Druck 30,0 cm.

$n_0 = 0{,}130$. $d = 0{,}3$ cm.

6543	1,67	1,709	6696	9,77
6997	2,43	2,960	6977	9,58
7503	3,84	4,485	7264	9,65
8020	6,96	6,467	7586	9,66
8580	13,65	8,702	7906	9,68
9100	33,98	11,740	8293	9,66
				Mittel 9,67

Druck 40,0 cm.

$n_0 = 0{,}141$. $d = 0{,}3$ cm.

8570	1,87	2,086	8877	9,75
9130	2,68	3,286	9164	9,68
9693	4,93	5,318	9568	9,55
10257	9,15	7,379	9919	9,60
10827	18,78	9,765	10284	9,57
11390	36,09	11,940	10586	9,66
				Mittel 9,64

Tabelle II. Kohlensäure.

Druck 1,0 cm.

$n_0 = 0{,}453$. $d = 0{,}3875$ cm.

X	n/n_0	α	X'	$X\lambda_0$
534,2	1,60	1,213	553,7	5,95
572,9	1,79	1,503	583,8	6,23
609,0	1,95	1,723	605,4	6,41
645,2	2,43	2,291	656,9	6,43
681,3	2,73	2,591	682,3	6,56
720,0	3,16	2,970	713,2	6,65
758,7	3,75	3,412	747,4	6,65
794,8	5,01	4,158	801,9	6,47
833,5	6,07	4,653	836,3	6,26
872,3	7,33	5,141	861,3	6,61
908,4	9,93	5,925	898,0	6,63
				Mittel 6,44

Druck 3,53 cm.

$n_0 = 0{,}197$. $d = 0{,}3875$ cm.

1548	1,59	1,197	1558	6,18
1806	3,22	3,017	1810	6,11
1935	5,00	4,152	2009	6,13
2064	7,97	5,357	2066	6,32
2194	12,48	6,508	2177	6,49
2258	18,73	7,554	2272	6,48
				Mittel 6,28

Tabelle II (Fortsetzung).

Druck 5,0 cm.

$n_0 = 0{,}240$. $d = 0{,}3875$ cm.

X	n/n_0	α	X'	$X\lambda_0$
2052	1,60	1,213	2122	6,11
2263	2,53	2,395	2316	6,05
2472	4,17	3,683	2491	6,05
2681	7,04	5,038	2655	6,14
2888	14,80	6,947	2862	6,33
2942	18,75	7,556	2923	6,36
				Mittel 6,17

Druck 6,05 cm.

$n^0 = 0{,}189$. $d = 0{,}3875$ cm.

2323	1,31	0,697	2407	6,47
2581	2,04	1,840	2634	6,13
2839	3,64	3,343	2865	6,15
3097	7,25	5.112	3096	6,01
3226	13,07	6,624	3272	6,04
3355	19,21	7,618	3380	6,17
				Mittel 6,16

Druck 10,0 cm.

$n_0 = 0{,}204$. $d = 0{,}4$ cm.

3855	1,60	1,175	3983	6,39
4060	2,16	1,975	4146	6,26
4248	3,19	2,900	4329	6,14
4453	4,51	3,766	4474	6,19
4653	6,62	4,725	4621	6,23
4858	11,60	6,120	4819	6,17
5040	21,66	7,680	5023	6,10
				Mittel 6,21

Tabelle III. Luft.

Druck 2,64 cm.

$n_0 = 0{,}498$. $d = 0{,}3875$ cm.

X	n/n_0	α	X'	$X\lambda_0$
1290	1,25	0,576	1287	10,44
1419	1,59	1,197	1419	10,11
1548	2,00	1,789	1522	10,15
1677	3,21	3,009	1699	10,17
1806	5,02	4,163	1843	10,21
1935	7,53	5,210	1959	10,10
				Mittel 10,20

Druck 4,92 cm.

$n_0 = 0{,}155$. $d = 0{,}3875$ cm.

2323	1,43	0,914	2358	10,32
2581	2,14	1,963	2594	10,05
2839	3,53	3,254	2824	9,99
3097	6,04	4,885	3068	10,28
3226	10,13	5,969	3214	10,32
3354	16,25	7,187	3365	10,33
3419	21,60	7,920	3452	10,27
				Mittel 10,22

Tabelle III (Fortsetzung).

Druck 10,0 cm.

$n_0 = 0{,}197$. $d = 0{,}4$ cm.

X	n/n_0	α	X'	$X\lambda_0$
4480	1,56	1,112	4576	10,65
4600	1,86	1,551	4709	10,37
4800	2,46	2,250	4892	10,19
4948	3,13	2,852	5033	10,15
5145	4,28	3,635	5200	10,10
5345	5,78	4,386	5348	10,06
5578	8,83	5,445	5542	10,07
5778	11,57	6,114	5656	10,12
5925	15,58	6,857	5778	10,18
6125	23,20	7,851	5933	10,29
			Mittel	10,22

Druck 5,27 cm.

$n_0 = 0{,}205$. $d = 0{,}3875$ cm.

2323	1,20	0,471	2365	10,80
2581	1,68	1,332	2613	10,21
2839	2,48	2,344	2825	10,12
3097	4,02	3,592	3042	10,07
3355	7,90	5,334	3301	10,32
3484	15,90	7,130	3535	10,18
			Mittel	10,18

für Luft 10,21 Volt[1]). Die entsprechenden Werte für $Xe\lambda_0$, in Erg ausgedrückt, sind $1{,}58 \cdot 10^{-11}$, bzw. $1{,}01 \cdot 10^{-11}$ und $1{,}67 \cdot 10^{-11}$. Der hierbei benutzte Wert von e war $4{,}89 \cdot 10^{-10}$, der kürzlich von R. A. Millikan durch Versuche an Öltropfen bestimmte[2]) und von E. Regener[3]) bestätigte Wert.

Lenard[4]) erhielt nach einer ganz direkten Methode für die Ionisierungsenergie der Luft 11 Volt und O. v. Baeyer[5]) nach einer ähnlichen direkten Methode 10 Volt. Wegen einer Übersicht über andere diesen Gegenstand betreffende Arbeiten verweise ich den Leser auf eine in den Proceedings of the Royal Society vom 9. Juni 1910 erschienene Veröffentlichung von Kleeman.

1) Die zur Bestimmung dieser Werte benutzten mittleren freien Weglängen wurden der kinetischen Theorie von Meyer entnommen. Die mittlere freie Weglänge für Luft bei 23°, wie sie sich auf Grund des wahrscheinlichsten Wertes für den Koeffizienten der inneren Reibung berechnet, den R. A. Millikan, Phys. Rev., April 1911, S. 386, angegeben hat, ist um 5 v. H. niedriger. Dieser Wert für die mittlere freie Weglänge in Luft liefert einen Wert für die Ionisierungsenergie, der um 4 Proz. kleiner ist als der oben genannte, also 9,8 Volt beträgt. Es ist zu bemerken, daß der Wert von O. v. Baeyer, 10 Volt, der die direkteste Bestimmung darstellt, die ausgeführt worden ist, daß dieser Wert zwischen diesen beiden Werten liegt. Das würde darauf hinweisen, daß die Jeanssche Korrektion für die Beibehaltung von Geschwindigkeiten hier nicht erforderlich ist.

2) R. A. Millikan, Science **32**, 30. Sept. 1910 und Phys. Rev., April 1911.

3) E. Regener, diese Zeitschr. **12**, 135, 1911.

4) Lenard, Ann. d. Phys. (4) **8**, 1902.

5) O. v. Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges. **10**, 100, 1908.

Relative Ionisierungsenergie. Erste Methode.

Wenn wir die kleinsten Ionisierungsfeldstärken für die verschiedenen Gase als Ordinaten und die zugehörigen Drucke als Abszissen auftragen, so erhalten wir die in Fig. 3 wieder-

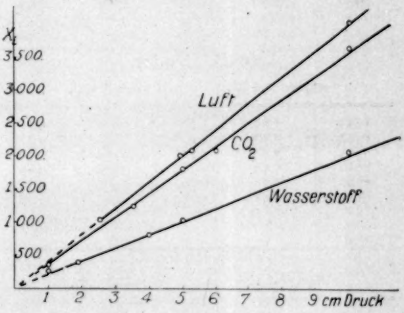


Fig. 3.

gegebenen geraden Linien. Wir erhalten mithin das sehr wichtige Gesetz:

$$X_i/p = \text{konst.},$$

ein Gesetz, das die Bedingungen wenigstens für Drucke von mehr als 1 cm erfüllt. Diese Konstante wurde zu 200 Volt pro cm/cm Druck für Wasserstoff, zu 400 Volt pro cm/cm Druck für Luft[1]) und zu 356 Volt pro cm/cm Druck für Kohlensäure gefunden.

Bei demselben Druck sind die relativen Ionisierungsenergien zweier Gase direkt proportional den mittleren freien Weglängen der beiden Gase und ferner direkt proportional den kleinsten Ionisierungsfeldstärken, oder:

$$E_1/E_2 = X_{i_1}/X_{i_2} \cdot L_1/L_2,$$

wo E_1 und E_2 die zur Ionisierung erforderlichen Energien, X_{i_1} und X_{i_2} die kleinsten Ionisierungsfeldstärken und L_1 und L_2 die mittleren freien Weglängen der beiden Gase sind.

Zweite Methode.

Man kann die mittleren freien Weglängen der Gasmoleküle in den beiden zu vergleichenden Gasen dadurch gleich machen, daß man

1) P. J. Kirkby (Phil. Mag., Febr. 1902, S. 222) stellt fest, daß der kleinste Wert von X/p, der einen merklichen Wert von α gibt, 40 ist. Das entspricht hier einem Werte von $X/p = 400$, da der von ihm benutzte Druck in Millimetern angegeben ist.

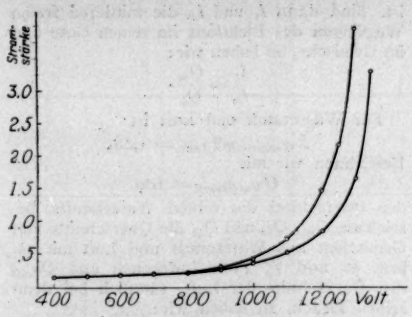


Fig. 4.

die Drucke den mittleren freien Weglängen proportional macht. Dann wird die mittlere freie Weglänge des Elektrons in jedem der Gase dieselbe sein. Wenn man dann den Funken so einstellt, daß n_0 (die dem kleinsten Ionisierungspotential entsprechende Stromstärke) in beiden Gasen dieselbe ist, und dann für jedes Gas die Ionisierungskurve aufnimmt, so wird man die nötigen Daten erhalten. Der Abstand d zwischen den Platten war bei beiden Gasen derselbe. Wenn wir nun auf den beiden Kurven zwei solche Punkte wählen, in denen die Ionisierungsströme gleich sind, in denen also n dasselbe ist, so muß α, die Anzahl der in jedem der Gase durch Stoß erzeugten Ionen, dieselbe sein. Die relative Ionisierungsenergie wird dann

$$E_1/E_2 = V_1/V_2$$

sein, wo V_1 und V_2 die an die Platte A angelegten Potentiale sind, wenn die Drucke in dem Verhältnis

$$p_1/p_2 = L_1/L_2$$

stehen, und wenn n, n_0, α, l und d für beide Gase dieselben sind (siehe Fig. 4 u. 5).

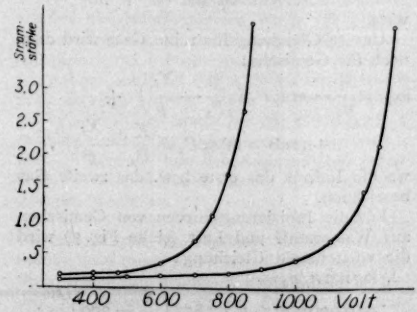


Fig. 5.

Dritte Methode.

Vergleichen wir die aus den Tabellen I, II und III sich ergebenden absoluten Werte miteinander, so erhalten wir für die relative Energie einen Wert, der mit dem nach den beiden ersten Methoden erhaltenen eng übereinstimmt. Das ist zwar keine direkte Methode, dient jedoch zur Kontrolle der hier erhaltenen absoluten Werte. Die Ergebnisse der drei Methoden sind in Tabelle IV angegeben:

Tabelle IV.

Relative Ionisierungsenergie.

	E_{Luft} / $E_{\text{Wasserstoff}}$	E_{Luft} / $E_{\text{Kohlensäure}}$	$E_{\text{Wasserstoff}}$ / $E_{\text{Kohlensäure}}$
1. Methode	1,063	1,689	1,589
2. „	1,060	keine Werte bestimmt	1,537
3. „	1,057	1,644	1,556

Methode zur Ermittlung der Feldstärken, die erforderlich sind, um in einem reinen Gase eine gegebene Stromstärke zu erzeugen.

Townsend hat gezeigt, daß für kleine Werte von X/p

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right)$$

ist, und daß, wenn X/p genügend groß wird, daß sowohl die positiven als auch die negativen Ionen durch Stoß neue Ionen erzeugen, daß dann

$$\frac{\beta}{p} = \varphi\,\frac{X}{p}$$

ist, wo β die Anzahl der (positiven oder negativen) Ionen ist, die durch die Stöße eines positiven Ions bei dessen Durchgang durch eine 1 cm lange Strecke des Gases erzeugt werden. Aus den Arbeiten von Townsend geht hervor, daß β für die hier benutzten Werte von X/p vollständig zu vernachlässigen sein würde. Auch daraus, daß die hier gewonnenen Werte von α einen konstanten Wert für $X\lambda_0$ für alle Feldstärken und Drucke ergeben, folgt, daß β hier zu vernachlässigen war.

Daß α/p eine Funktion von X/p ist, zeigen die Kurven (siehe Fig. 6), die man erhält, wenn man diese zusammengehörigen Werte aufträgt. Der Schnittpunkt dieser Kurven ist, wie ohne weiteres zu ersehen war, der früher erhaltene Wert der Konstanten X_i/p für die einzelnen Gase. Die allgemeine Gleichung für diese Kurven wurde zu

$$\alpha/p = a(X/p - X_i/p)^b$$

ermittelt, wo $a = 0{,}0002667$ bzw. $0{,}0004029$ und

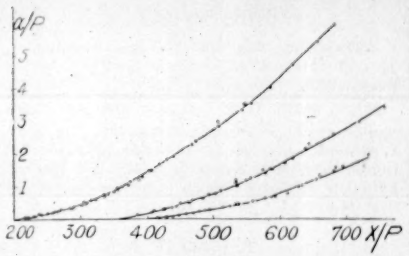


Fig. 6.

0,0001594, wo $b = 1{,}615$ bzw. 1,515 und 1,615, und wo $X_i/p = 200$ bzw. 356 und 400 für Wasserstoff, Kohlensäure und Luft ist.

Setzen wir α aus der vorstehenden Gleichung in die Gleichung

$$n = n_0 e^{\alpha d}$$

ein, so ergibt sich:

$$\log \text{nat} \frac{n}{n_0} = apd(X/p - X_i/p)^b.$$

In diese letztgenannte Gleichung wurden die beobachteten Werte von n/n_0 (siehe die Tabellen I, II und III) eingesetzt und dann die zugehörigen Werte von X berechnet. Diese berechneten Werte von X sind in den mit X' überschriebenen Spalten angegeben, zum Unterschiede von den in den Spalten mit der Überschrift X angegebenen, wirklich benutzten Feldstärken. Die berechneten und die angewandten Feldstärken stimmen fast in allen Fällen innerhalb der Versuchsfehlergrenzen überein, und die mittlere prozentische Abweichung zwischen ihnen beträgt für irgendeines der Gase weniger als 1,5.

Anwendung auf Gasgemische.

Wenn wir in einem Gasgemische m Prozent eines Gases und $(100 - m)$ Prozent eines andern Gases haben, so bedeutet dies, daß der Partialdruck des ersteren Gases m Prozent des Gesamtdruckes des Gemisches beträgt, und daß daher m Prozent der vorhandenen Moleküle solche des ersteren und $(100 - m)$ solche des letzteren Gases sind. Stellen Q_1 und Q_2 den Querschnitt der Moleküle der beiden Gasbestandteile dar und Q_m den Querschnitt der Moleküle des Gemisches, so haben wir die Beziehung:

$$Q_m = mQ_1 + (100 - m)Q_2$$

oder:

$$Q_m = mQ_1 + (100 - m)Q_1 \frac{L_1}{L_2},$$

weil nach der kinetischen Gastheorie

$$Q_1/Q_2 = L_2/L_1$$

ist. Sind dann l_1 und l_m die mittleren freien Weglängen des Elektrons im reinen Gase und im Gemische, so haben wir:

$$\frac{l_1}{l_m} = \frac{Q_m}{Q_1}.$$

Für Wasserstoff und Luft ist

$$L_{\text{Wasserstoff}}/L_{\text{Luft}} = 1{,}88.$$

Bezeichnen wir mit

$$Q_{\text{Wasserstoff}} = 100$$

den Querschnitt des reinen Wasserstoffs, bezeichnen Q_{25}, Q_{50} und Q_{75} die Querschnitte von Gemischen aus Wasserstoff und Luft mit 25, bzw. 50 und 75 Proz. Luftgehalt und Q_{Luft} den Querschnitt der Luft, sämtlich bei demselben Druck, so haben wir:

$$\begin{aligned} Q_{\text{Wasserstoff}} &= 100, \\ Q_{25} &= 75 + (25 \cdot 1{,}88) = 122, \\ Q_{50} &= 50 + (50 \cdot 1{,}88) = 144, \\ Q_{75} &= 25 + (75 \cdot 1{,}88) = 166, \\ Q_{\text{Luft}} &= 188. \end{aligned}$$

Hieraus erhellt, daß beispielsweise in einem Gemisch aus 75 Proz. Wasserstoff und 25 Proz. Luft die mittlere freie Weglänge des Elektrons 1,22mal so klein sein wird wie in reinem Wasserstoff bei demselben Druck, oder gerade so groß, wie sie in reinem Wasserstoff bei einem 1,22mal so hohen Drucke sein würde. Das Elektron wird sich also hinsichtlich der Ionisierung des Wasserstoffs in irgendeinem Gemisch so verhalten, als ob der Druck $\frac{Q_{\text{Gemisch}}}{Q_{\text{Wasserstoff}}} p$ wäre. Diesen Wert wollen wir den scheinbaren Druck P_1 nennen; es ist also:

$$P_1 = \frac{Q_{\text{Gemisch}}}{Q_{\text{Wasserstoff}}} p.$$

Ebenso wird sich hinsichtlich der Ionisierung der Luft in dem Gemische das Elektron verhalten, als ob der Druck

$$P_2 = \frac{Q_{\text{Gemisch}}}{Q_{\text{Luft}}} p$$

wäre.

Unsere Gleichung für reine Gase wird demnach für Gemische:

$$\log \text{nat} \frac{n}{n_0} = ma_1 P_1 d\left(\frac{X}{P_1} - \frac{X_{i_1}}{p}\right)^{b_1} + (100 - m)a_2 P_2 d\left(\frac{X}{P_2} - \frac{X_{i_2}}{p}\right)^{b_2},$$

wo die Indizes das erste bzw. das zweite Gas bezeichnen.

Für die Ionisierungskurven von Gemischen aus Wasserstoff und Luft (siehe Fig. 7) wird die vorstehende Gleichung:

I. $\log \text{nat } n/n_0 =$

$$= 0{,}0002667 \cdot 5 \cdot 0{,}3875\left(\frac{X}{5} - 200\right)^{1{,}615};$$

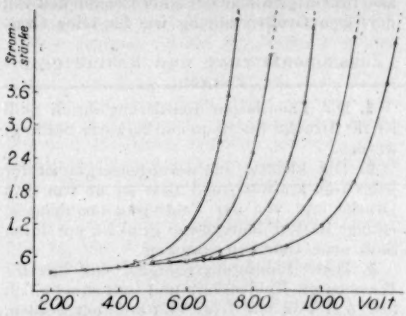


Fig. 7.

II. $\log \text{nat}\, n/n_0 = 0{,}75 \cdot 0{,}0002667 \cdot 6{,}1 \cdot \cdot 0{,}3875\left(\frac{X}{6{,}1} - 200\right)^{1{,}615} + 0{,}25 \cdot \cdot 0{,}0001594 \cdot 3{,}245 \cdot 0{,}3875\left(\frac{X}{3{,}245} - 400\right)^{1{,}615}$;

III. $\log \text{nat}\, n/n_0 = 0{,}50 \cdot 0{,}0002667 \cdot 7{,}2 \cdot \cdot 0{,}3875\left(\frac{X}{7{,}2} - 200\right)^{1{,}615} + 0{,}50 \cdot \cdot 0{,}0001594 \cdot 3{,}83 \cdot 0{,}3875\left(\frac{X}{3{,}83} - 400\right)^{1{,}615}$;

IV. $\log \text{nat}\, n/n_0 = 0{,}25 \cdot 0{,}0002667 \cdot 8{,}3 \cdot \cdot 0{,}3875\left(\frac{X}{8{,}3} - 200\right)^{1{,}615} + 0{,}75 \cdot \cdot 0{,}0001594 \cdot 4{,}415 \cdot 0{,}3875\left(\frac{X}{4{,}415} - 400\right)^{1{,}615}$;

V. $\log \text{nat}\, n/n_0 = 0{,}0001594 \cdot 5 \cdot \cdot 0{,}3875\left(\frac{X}{5} - 400\right)^{1{,}615}$.

Durch Einsetzen der in Tabelle V in den Spalten mit der Überschrift X' enthaltenen Werte für X in die vorstehenden Formeln wurden die entsprechenden Werte für n/n_0 erhalten. Auf Grund der Kurven in Fig. 7 war es möglich, zu bestimmen, welcher experimentell gefundene Wert von X denselben Wert für n/n_0 ergeben würde. Diese Werte der Feldstärke sind in der Spalte mit der Überschrift X enthalten. In allen Fällen stimmen die berechneten Werte X' mit den experimentell gefundenen Werten X innerhalb der Versuchsfehlergrenzen überein.

Ich erachtete es für wünschenswert, die Theorie durch Anwendung solcher Gasgemische noch weiter zu prüfen, die sich hinsichtlich ihrer Ionisierungsenergien stark unterschieden, und ich wählte zu diesem Zwecke Gemische von Wasserstoff und Kohlensäure.

Tabelle V. Gemische von Luft und Wasserstoff.

I. 100 Proz. H. $n_0 = 0{,}420$.

X	n/n_0	X'
1128	1,15	1161
1290	1,44	1290
1564	2,77	1548
1817	6,68	1807
1858	8,18	1871
1923	11,10	1935

II. 75 Proz. H, 25 Proz. Luft. $n_0 = 0{,}458$.

1388	1,16	1419
1548	1,42	1548
1688	1,85	1677
1814	2,53	1807
1941	3,64	1935
2070	5,46	2064
2173	8,55	2194

III. 50 Proz. H, 50 Proz. Luft. $n_0 = 0{,}496$.

1475	1,03	1548
1798	1,39	1807
2059	2,32	2064
2335	4,60	2323
2452	6,83	2452

IV. 25 Proz. H, 75 Proz. Luft. $n_0 = 0{,}548$.

1735	1,03	1807
2034	1,34	2064
2334	2,13	2323
2600	3,92	2581
2716	5,57	2710
2830	8,16	2839

V. 100 Proz. Luft. $n_0 = 0{,}600$.

2000	1,02	2064
2307	1,30	2323
2581	1,95	2581
2848	3,35	2839
3107	6,46	3097
3166	7,65	3161

Anwendung auf Gemische von Wasserstoff und Kohlensäure.

Unter Verwendung der für die reinen Gase angegebenen Konstanten können wir für diese Gemische eine Reihe von Gleichungen erhalten, ähnlich den für Gemische von Wasserstoff und Luft mitgeteilten, nur durch die benutzten Konstanten von diesen verschieden.

Setzen wir in diese Gleichungen die in den mit X' überschriebenen Spalten der Tabelle VI angegebenen Werte von X ein, so ergeben sich die entsprechenden Werte von n/n_0 derselben Tabelle. Unter Zuhilfenahme der Kurven in Fig. 8 können wir dann die experimentell ermittelten Werte der Feldstärke finden, die denselben Wert von n/n_0 ergeben würden.

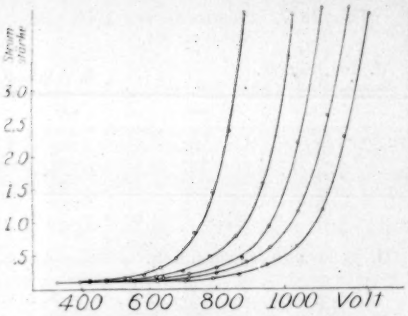


Fig. 8.

Tabelle VI. Gemische von Wasserstoff und Kohlensäure.

X	n/n_0	X'
I. 100 Proz. H.		$n_0 = 0{,}095$.
1512	2,47	1500
1730	5,72	1750
1875	9,36	1875
1995	16,0	2000
2133	28,6	2125
II. 75 Proz. H, 25 Proz. CO_2.		$n_0 = 0{,}097$.
1600	1,83	1625
1720	2,31	1750
1990	4,92	2000
2272	11,9	2250
2530	33,4	2500
III. 50 Proz. H, 50 Proz. CO_2.		$n_0 = 0{,}099$.
1737	1,83	1750
2000	2,96	2000
2265	5,89	2250
2490	13,5	2500
2765	37,1	2750
IV. 25 Proz. H, 75 Proz. CO_2.		$n_0 = 0{,}101$.
1990	2,07	2000
2225	3,79	2250
2482	7,74	2500
2763	19,2	2750
3012	42,7	2950
V. 100 Proz. CO_2.		$n_0 = 0{,}103$.
2225	2,20	2250
2487	4,49	2500
2763	10,5	2750
3043	28,0	3000
3140	38,6	3075

Die durchschnittliche prozentische Abweichung zwischen den experimentell gefundenen Werten von X und den berechneten Werten von X' beträgt in jeder der Tabellen V und VI für Gemische 0,9 v. H. Die Theorie stimmt also für Gasgemische mit einer Genauigkeit von derselben Größenordnung wie für reine Gase.

Zusammenfassung und Schlußfolgerungen.

1. Die Theorie der Ionisierung durch Stoß ist für Drucke bis zu 40 cm aufwärts bestätigt worden.

2. Die kleinste Ionisierungsenergie ist für jedes Gas konstant, und zwar ist sie von dem Drucke und von der Feldstärke unabhängig, solange letztere hinreichend groß ist, um durch Stoß neue Ionen zu erzeugen.

3. Diese Ionisierungsenergien sind hier für Wasserstoff, Kohlensäure und Luft zu 9,66 Volt bzw. 6,21 Volt und 10,21 Volt ermittelt worden.

4. Die kleinste Ionisierungsfeldstärke ist direkt proportional dem Drucke, es ist also

$$X_i/p = \text{konst.},$$

wenigstens für Drucke über 1 cm.

5. Die relative Ionisierungsenergie zweier Gase wird durch die Gleichungen:

$$E_1/E_2 = X_{i_1}/X_{i_2} \cdot L_1/L_2 \text{ (bei gleichen Drucken)} \quad (1)$$

oder:

$$E_1/E_2 = V_1/V_2 \quad (2)$$

gegeben, wo V_1 und V_2 die an die Platte A angelegten Potentiale sind, wenn die Drucke der beiden Gase im Verhältnis

$$p_1/p_2 = L_1/L_2$$

zueinander stehen, und n, n_0, α, l und d für beide Gase dieselben sind.

6. Die allgemeine Funktion

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{X}{p}\right)$$

ist auf die spezielle

$$\frac{\alpha}{p} = a\left(\frac{X}{p} - \frac{X_i}{p}\right)^b$$

zurückgeführt worden. Diese ergibt im Verein mit der Gleichung

$$n = n_0 e^{\alpha d}$$

die Gleichung:

$$\log \text{nat} \frac{n}{n_0} = a p d \left(\frac{X}{p} - \frac{X_i}{p}\right)^b,$$

welche allen bei diesen Versuchen gefundenen Werten genügt.

7. Vereinigen wir diesen letzten Ausdruck für zwei reine Gase, und bedenken wir, daß der zu benutzende Druck der sogenannte scheinbare Druck ist, so erhalten wir die Gleichung:

$$\log \text{nat} \frac{n}{n_0} = m a_1 P_1 d \left(\frac{X}{P_1} - \frac{X_{i_1}}{p}\right)^{b_1} + (100 - m) a_2 P_2 d \left(\frac{X}{P_2} - \frac{X_{i_2}}{p}\right)^{b_2},$$

welche den Bedingungen für beliebige Ge-

mische innerhalb des Bereiches dieser Versuche genügt.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Professor Michelson für sein dauerndes Interesse an dieser Arbeit danken, ferner Herrn Fred Pearson für die freundliche Hilfe bei der Aufstellung des Apparats, und besonders Herrn Professor Millikan, der mich auf dieses Problem geführt und mir mit seiner wertvollen Hilfe und Aufmunterung zur Seite gestanden hat.

Ryerson Laboratory, Universität Chicago, den 30. August 1911.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. September 1911.)

Der Einfluß von Oxydbildung und thermischer Behandlung auf den Magnetismus des Kupfers [1].

Von Feodor Behnsen.

In der Abhandlung von Gray und Roß „Über die Herstellung permanenter Magnete aus Proben nahezu reinen Kupfers“ [2] machen die Verfasser selbst auf zwei sich widersprechende Versuche aufmerksam. Aus dem ersten ist die Folgerung zu ziehen, daß sich reines Kupfer durch geeignete thermische Behandlung in einen magnetisierbaren Zustand versetzen läßt. Wurde nämlich ein dünnes Blech aus Elektrolytkupfer von 0,003 cm Dicke und 27 cm und 6,2 cm Kantenlängen, zu einem dünnen Zylinder aufgerollt, bis zu heller Rotglut erhitzt und dann in kaltem Wasser abgelöscht, so zeigte es nach Anwendung eines starken Magnetfeldes — mehr als 3000 Gauß — einen remanenten Magnetismus von der Stärke $I = 0{,}27$ C.G.S.-Einheiten bei der Temperatur der flüssigen Luft und $I = 0{,}14$ C.G.S.-Einheiten bei Zimmertemperatur. I ist der sogenannte spezifische Magnetismus, auch Intensität der Magnetisierung genannt, das ist das Verhältnis des magnetischen Moments zum Volumen des Magneten.

Ein zweiter Versuch an einem festen Barren Elektrolytkupfer von 30 g Gewicht zeigte dagegen keinen remanenten Magnetismus. Der Barren war in einem konstanten Magnetfelde von 2200 Gauß aus eisenfreier Kupfersulfatlösung elektrolytisch niedergeschlagen; auch nach Erhitzen bis zur Rotglut und Ablöschen in kaltem Wasser war kein Magnetismus festzustellen. Nimmt man nun eine Verunreinigung durch beigemischtes Eisen als Ursache der Magnetisierbarkeit des Kupferblechs an, so wären zur Erzeugung eines Magnetismus der angegebenen Stärke 0,0020 Teile hochgradig magnetischen Eisens erforderlich gewesen. Diese einfache Erklärung lehnen die Verfasser aber ab, weil die chemische Analyse sicher weniger als 0,0004 Teile Eisen ergeben hatte. Nun liegt eine andere Vermutung nahe: bei dem Ablöschen des glühenden Kupfers in kaltem Wasser bildet sich notwendigerweise eine Schicht Kupferoxyd; diese Schicht ist im Verhältnis zur Masse des Kupfers bei den dünnen Blechen mit ihrer großen Oberfläche erheblich größer als bei dem festen Barren. Wenn also Kupferoxyd sich magnetisieren läßt, so ist der Widerspruch zwischen den beiden Versuchen gelöst.

Auf freundliche Anregung und mit gütiger Unterstützung des Herrn Prof. Dr. E. Dorn habe ich es nun unternommen, den Einfluß der Oxydbildung und im Zusammenhange damit den einer verschiedenen thermischen Behandlung auf den Magnetismus des Kupfers näher zu untersuchen.

Zur Feststellung des permanenten Magnetismus wurde der an einem empfindlichen Galvanometer mit Spiegelablesung gemessene Strom benutzt, der durch Bewegen eines Magneten in einem Solenoid induziert wird. Zwei große Spulen von je 20 cm Höhe und 8 cm innerem Durchmesser bildeten das Solenoid; sie wurden übereinandergestellt und mit ihren annähernd gleichen Wicklungen so mit dem Galvanometer verbunden, daß derselbe Strom sie im entgegengesetzten Umdrehungssinne durchfließen mußte. In das Innere der beiden Spulen hing an einer Schnur der zu untersuchende Körper hinein, entweder in Stabform oder als Pulver in einem Glasrohr. Die Schnur ging über eine Rolle in die Hand des Beobachters, und zwei Anschläge sorgten dafür, daß die Bewegung nur von Spulenmitte zu Spulenmitte möglich war. Der durch diese Bewegung hervorgerufene erste Ausschlag des Galvanometers ist dem magnetischen Moment des Körpers proportional. Zwei unter dem Namen Perlnadeln im Handel befindliche, sehr feine Stahlnadeln, deren magnetisches Moment nach der Gaußschen Methode [1] bestimmt wurde, dienten als Vergleichskörper, um die Größen auf absolutes Maß zurückführen zu können. Zur Magnetisierung der zu untersuchenden Stoffe wurde der große U-förmige Elektromagnet des Instituts verwendet. Da die Substanzen in Stäben von 12 cm Länge

1) Auszug aus der Dissertation. Halle 1911.

2) J. G. Gray u. A. D. Roß, Über die Herstellung permanenter Magnete aus Proben nahezu reinen Kupfers. Diese Ztschr. **10**, 59, 1909.

1) F. Kohlrausch, Lehrb. der pr. Physik. 11. Aufl. 1910. S. 372.

oder als Pulver in ebenso langen Glasröhren zur Untersuchung gebracht wurden, mußten die Polschuhe entsprechend weit auseinander gezogen werden; trotzdem betrug die Feldstärke etwas über 3000 Gauß.

Es wurden zunächst zwei von zuverlässigen chemischen Fabriken bezogene Proben von Kupferoxyd (A und B) untersucht; die Substanzen waren als eisenfrei geliefert worden, und auch eine qualitative chemische Untersuchung ergab mit der bekannten Berlinerblau-Reaktion kein Eisen. Trotzdem sind beide Präparate für eine magnetische Untersuchung, die erheblich empfindlicher ist als jede chemische Analyse, nicht rein genug gewesen; denn reines Kupferoxyd muß nach der Reduktion zu metallischem Kupfer ein diamagnetisches Kupfer ergeben, diese beiden Proben lieferten aber ein stark paramagnetisches Reduktionsprodukt. Die Reduktion wurde in der Weise vorgenommen, daß das Oxyd in einem Verbrennungsofen geglüht wurde, während ein mäßiger Wasserstoffstrom aus einer Stahlflasche darüber hinwegstrich; nach dem Erkalten im Wasserstoffstrome wurde das Verbrennungsrohr an beiden Seiten geschlossen und abgeschmolzen, so daß das Kupfer bis unmittelbar vor dem Magnetisieren sich in einer Wasserstoffatmosphäre befand. Auch Proben, die im zugeschmolzenen Rohr magnetisiert und untersucht wurden, lieferten dasselbe Resultat. Es ergaben sich für den spezifischen Magnetismus als Mittelwerte

Kupferoxyd A $I = 0{,}0020$ (C.G.S.)
„ B $I = 0{,}0140$ „

und für die aus den Oxyden gewonnenen Metalle

Kupfer A $I = 0{,}0564$ (C.G.S.)
„ B $I = 0{,}0278$ „

Zu beachten ist die auffällige Zunahme der Magnetisierung durch die Reduktion zu metallischem Kupfer, die namentlich bei der Probe A sehr erheblich ist; dieselbe Erscheinung zeigt sich auch beim induzierten Magnetismus; dort wird auch eine Erklärung gegeben werden.

Alsdann wurden Versuche mit Elektrolytkupfer der Norddeutschen Affinerie in Hamburg angestellt. Parallelepipedische Stäbe von etwa 12 cm, 1 cm und 0,5 cm Kantenlängen wurden aus großen Platten von 0,5 cm Stärke herausgesägt und durch Abätzen mit heißer verdünnter Schwefelsäure von den etwa durch die Bearbeitung mit der Stahlsäge herangebrachten Spuren von Eisen befreit. Als Beweis ihrer Reinheit kann der für die Suszeptibilität bestimmte Wert von $k \cdot 10^6 = -0{,}68$ gelten, der mit dem von St. Meyer[1]) zu $-0{,}66$ angegebenen gut übereinstimmt. Die Proben wurden der verschiedensten thermischen Behandlung unterworfen. Ein Stab wurde unbehandelt magnetisiert, ein anderer im elektrischen Widerstandsofen auf helle Rotglut erhitzt, in kaltem Wasser abgelöscht und dann magnetisiert, ein dritter nach dem Glühen langsam abgekühlt usw., es ließ sich aber in keinem Falle die geringste Spur permanenten Magnetismus nachweisen. Auch stärkeres oder schwächeres Glühen führte zu keinem positiven Resultat. Schließlich wurde durch Zusammennieten zweier etwas breiteren Stücke ein stärkerer Stab von 118,7 g Gewicht angefertigt. Dieser Stab wurde nach dem Glühen und Ablöschen in kaltem Wasser in ein Gefäß mit flüssiger Luft gebracht und in diesem Gefäße der Wirkung des Magnetfeldes ausgesetzt; auch die Untersuchung geschah bei der Temperatur der flüssigen Luft; es ließ sich aber auch hier kein permanenter Magnetismus nachweisen. Langsames Abkühlen, Untersuchen des in flüssiger Luft magnetisierten Stabes bei Zimmertemperatur und umgekehrt, Magnetisieren bei Zimmertemperatur und Untersuchen in flüssiger Luft änderte an dem negativen Resultat nichts. Zur Beurteilung der Empfindlichkeit der Anordnung sei bemerkt, daß sich eine Remanenz von $I = 0{,}00007$ (C.G.S.) für Kupfer durch einen Ausschlag von einem Zehntel Skalenteil angezeigt hätte. Noch günstiger stellte sich eine nur qualitativ brauchbare Anordnung. Wurden nämlich die mit dem magnetisierten Kupferoxyd gefüllten Röhren in vertikaler Stellung bis unmittelbar an die beiden astatisch aufgehängten Magnetsysteme eines Du Bois-Rubensschen Galvanometers herangeschoben, so daß ihre Enden sich etwa in gleicher Höhe mit den oberen und unteren Magnetsystemen befanden, so konnte der Ausschlag noch um das 16fache erhöht werden. Damit wird auch die oben erwähnte obere Grenze für die Magnetisierung des Kupfers entsprechend weiter herabgesetzt, da der Kupferstab auch nach dieser Methode keinen Ausschlag bewirkte.

Nachdem alle Versuche, eine Wirkung des auf den Kupferstäben zum Teil in ziemlich dicker Schicht haftenden Kupferoxyds auf den permanenten Magnetismus der Stäbe festzustellen, gleichfalls gescheitert waren, und nachdem insbesondere sich die Verunreinigung des käuflichen Kupferoxyds ergeben hatte, wurde das Kupferoxyd aus dem vorhandenen Elektrolytkupfer selbst dargestellt. Zu dem Zwecke wurde die im Handel befindliche konzentrierte Salpetersäure durch Destillation eines Gemisches aus gleichen Teilen konzentrierter Schwefelsäure und Salpetersäure gereinigt und

1) St. Meyer, Magnetische Eigenschaften der Elemente. Wied. Ann. **68**, 330, 1899.

in der nunmehr eisenfreien Salpetersäure eine Probe Elektrolytkupfer gelöst, deren Diamagnetismus vorher festgestellt worden war. Die zur Fällung nötige Kalilauge wurde durch Auflösen von festem Kaliumhydroxyd in Wasser gewonnen. Durch tropfenweises Versetzen der Kupfernitratlösung mit Kalilauge in der Siedehitze wurde das Kupferoxyd gefällt, bis zum Verschwinden der alkalischen Reaktion ausgewaschen und im Porzellantiegel geglüht. Als Beweis der Reinheit diente wieder der Diamagnetismus des aus diesem Kupferoxyd durch Reduktion gewonnenen Kupfers. Es zeigte sich nun, daß dies reine Kupferoxyd ebensowenig permanent zu magnetisieren ist wie das Elektrolytkupfer; dasselbe Resultat ergab sich bei dem aus Elektrolytkupfer hergestellten Kupferoxydul. Die Darstellung geschah in der bekannten Weise, daß eine eisenfreie Kupfersulfatlösung nach Zusatz von Traubenzucker in der Siedehitze mit Kalilauge versetzt wurde.

Hiermit ist die eingangs erwähnte Vermutung, daß die Oxydbildung bei dem scheinbaren permanenten Magnetismus des Kupfers irgendeine Rolle spiele, als falsch nachgewiesen; der von Gray und Roß beobachtete Magnetismus kann also nur auf Verunreinigungen, d. h. Eisen, beruht haben.

Zur Untersuchung des Einflusses der Oxydbildung und thermischer Behandlung auf den induzierten Magnetismus diente ein Torsionsapparat, der im wesentlichen nach dem Prinzip des von G. Wiedemann[1]) angegebenen gebaut ist. Zwischen die einander parallel gegenüberstehenden, länglich rechteckigen Endflächen der Polschuhe eines Elektromagneten ragte der zu untersuchende Stab aus Elektrolytkupfer, wagerecht an der eisenfreien Torsionswage hängend, so weit hinein, daß die eine Endfläche ganz innerhalb des homogenen Magnetfeldes, die andere möglichst weit außerhalb lag. Die Längsachse des parallelepipedischen Stabes verlief tangential zu dem Kreise, den bei der Torsion das im Magnetfeld befindliche Ende beschrieb; die Stablänge betrug 12 cm. Der an sich schwach paramagnetische Torsionsapparat war durch eine verschiebbare Wismutkugel magnetisch kompensiert. Mit dieser Anordnung läßt sich bei bekanntem Magnetfeld die Suszeptibilität für einen festen Stab einer schwach magnetischen Substanz ohne Beziehung auf eine Vergleichssubstanz ermitteln. Es ergab sich für die Suszeptibilität des Elektrolytkupfers gegen Luft der bereits erwähnte Wert $k \cdot 10^6 = -0{,}68$. Auch zur Ermittlung der Suszeptibilität von Substanzen in Pulverform läßt sich der Torsionsapparat leicht abändern. An Stelle des festen Stabes wird ein Glasrohr eingeklemmt, das mit dem betreffenden Pulver gefüllt ist. Da aber der Querschnitt des Rohres von dem Pulver nicht voll und vor allem nicht gleichmäßig ausgefüllt wird, muß man sich auf eine Vergleichssubstanz beziehen und die Proportionalität der Suszeptibilität mit der Ablenkung — bei gleichem Querschnitt — zur Rechnung benutzen; die Resultate sind dann natürlich nur Näherungswerte. Als Normalsubstanz wurde Wasser verwendet. Hiermit wurden folgende Werte für $k \cdot 10^6$ gefunden:

Cu_2O	(dargestellt aus Elektrolytkupfer)	+ 0,62
CuO	(A)	+ 21,4
CuO	(B) . . . . . größer als	+ 98,4
CuO	(dargestellt aus Elektrolytkupfer)	+ 18,4
Cu	(A) . . . . . größer als	+ 154,9
Cu	(B)	+ 192,2
Cu	(dargestellt aus CuO, das seinerseits aus Elektrolytkupfer gewonnen war)	— 0,64

Der letzte Wert, der mit dem nach der direkten Methode gewonnenen für Elektrolytkupfer gut übereinstimmt, zeigt die Reinheit des Kupferoxyds, aus dem das Kupfer gewonnen war. Die mit dem Zusatz „größer als" angegebenen Werte würden sich ergeben, wenn man die — tatsächlich größere — Ablenkung zu 1000 Skalenteilen annimmt. St. Meyer[1]) gibt für das Kupferoxyd der Bezugsquelle A in seiner Originalarbeit zwar $k \cdot 10^6 = +2{,}90$ an, ändert diesen Wert aber in einer Berichtigung zu Winkelmanns[2]) Handbuch in + 19,8 um, was mit dem obigen genügend übereinstimmt. Auffällig ist die geringe Differenz der Suszeptibilitäten für das Kupferoxyd A und das aus Elektrolytkupfer gewonnene Kupferoxyd gegenüber der außerordentlich großen Differenz zwischen den aus den Oxyden reduzierten Kupferarten. Die Zunahme sowohl des induzierten als auch des permanenten Magnetismus infolge der Reduktion des käuflichen Kupferoxyds zu metallischem Kupfer erklärt sich durch folgende Annahme: in dem Kupferoxyd liegt auch das Eisen als nur schwach magnetisierbares Eisenoxyd vor; daher die fast gleichen Werte der Suszeptibilität für reines Kupferoxyd und Kupferoxyd A; durch das Glühen im Wasserstoffstrome reduziert sich auch das Eisenoxyd zu metallischem Eisen, dessen Einfluß auf den Magnetismus ein erheblich größerer ist. Bei

1) G. Wiedemann, Magnetische Untersuchungen. Pogg. Ann. **126**, 1, 1865.

1) St. Meyer, Magnetisierungszahlen anorganischer Verbindungen. Wied. Ann. **69**, 240, 1899.

2) Winkelmann, Handbuch der Physik **5**, 969, 1908. 2. Aufl.

dem Kupferoxyd B, das sowohl induziert als auch permanent stärker magnetisierbar ist als A, ist die Zunahme des Magnetismus durch die Reduktion zu metallischem Kupfer nicht so ausgeprägt. Unwahrscheinlicher ist die von Gray und Roß ausgesprochene Vermutung, daß das Kupfer — beim Glühen — mit den minimalen Mengen Eisen eine Verbindung eingeht, die stärker magnetisch ist, als dem Eisengehalt entspricht.

Da reines Kupfer diamagnetisch ist, reines Kupferoxyd aber paramagnetisch, so ist es leicht einzusehen, daß sich aus dem diamagnetischen Kupfer durch genügende Oxydation ein paramagnetisches Produkt gewinnen lassen muß. Die Ausführung dieses Versuchs ist aber nicht so ganz einfach. Zunächst sei erwähnt, daß sich an den festen Stäben aus Elektrolytkupfer ein Einfluß des infolge des Glühprozesses auf ihnen haftenden Oxyds auf die Suszeptibilität nicht feststellen ließ. Ebensowenig konnte irgendwelche Beeinflussung durch die thermische Behandlung, wie sie bei der Untersuchung des permanenten Magnetismus durchgeführt wurde, beobachtet werden. Auch vollständiges Umschmelzen des Kupfers im elektrischen Widerstandsofen aus kleinen Stücken zu einem festen Stab änderte den Diamagnetismus des Elektrolytkupfers und den Paramagnetismus der beiden anderen Kupferarten nicht. Zersägen des Elektrolytkupfers in kleine dünne Streifen und Oxydieren dieser Streifen durch Erhitzen bis zu schwacher Rotglut lieferte gleichfalls nicht eine solche Menge Oxyd, daß eine Anziehung hervorgerufen werden konnte. Schließlich gelang der Versuch mit dem aus Kupferoxyd, das selbst wieder aus Elektrolytkupfer gewonnen war, durch Reduktion hergestellten pulverförmigen Kupfer; bei der feinen Verteilung, d. h. der relativ sehr großen Oberfläche, genügte sogar schon die natürliche Oxydbildung. Sofort nach dem Einfüllen des Kupfers in das Glasrohr des Torsionsapparats ergab sich eine Ablenkung von 2,5 Skalenteilen im Sinne von Diamagnetismus. In dem Maße nun, wie die Oxydbildung — sichtbar an einer Dunkelfärbung — von dem außerhalb des Magnetfeldes befindlichen offenen Ende des Rohres nach den Polschuhen hin weiterschritt, änderte sich die Ablenkung kontinuierlich nach der anderen Seite zu. Nach 11 Tagen zeigte sich eine Anziehung um 4,3 Skalenteile. Das entspricht einer Änderung der Suszeptibilität von — 0,64 auf + 1,11.

Die Ergebnisse der vorliegenden Untersuchungen lassen sich kurz dahin zusammenfassen:

I. Zum permanenten Magnetismus.

1. Elektrolytkupfer läßt sich nicht magnetisieren und auch durch keine Art thermischer Behandlung in einen permanent magnetisierbaren Zustand bringen.

2. Reines Kupferoxyd und Kupferoxydul sind ebenfalls nicht permanent magnetisierbar.

3. Das käufliche Kupferoxyd dagegen ließ sich magnetisieren; das aus ihm durch Reduktion im Wasserstoffstrom gewonnene Kupfer zeigte einen stärkeren Magnetismus als das Oxyd selbst.

II. Zum induzierten Magnetismus.

1. Elektrolytkupfer ist diamagnetisch und behält seinen Diamagnetismus auch nach jeder Art thermischer Behandlung.

2. Reines Kupferoxyd und Kupferoxydul sind paramagnetisch; durch genügend starke Oxydation kann daher aus diamagnetischem Kupfer ein paramagnetisches Produkt erhalten werden.

3. Das aus dem käuflichen Kupferoxyd durch Reduktion gewonnene Kupfer zeigt einen stärkeren Paramagnetismus als das Oxyd selbst.

Die unter I, 3 und II, 3 angeführten Erscheinungen lassen sich durch folgende Annahme erklären:

Das als Verunreinigung im Kupferoxyd enthaltene Eisen liegt als Eisenoxyd vor, das durch die Reduktion in das erheblich stärker magnetische metallische Eisen verwandelt wird. Unwahrscheinlicher ist die Annahme von Gray und Roß, das Kupfer gehe — beim Glühen — mit geringen Spuren Eisens eine Verbindung ein, die stärker magnetisch sei, als dem Eisengehalt entspreche.

Halle a. S., Physikalisches Institut, 10. Oktober 1911.

(Eingegangen 12. Oktober 1911.)

Über den Einfluß von Elektrodenmaterial und Medium der Funkenstrecke auf die Bildung von Lichtbögen bei Verwendung von Resonanztransformatoren.

(Mitteilung aus dem Kaiserl. Telegr.-Versuchsamt.)

Von Karl Rottgardt.

In einer vor kurzem erschienenen Arbeit[1]): Über Entstehung und Vermeidung von Licht-

1) Diese Zeitschr. 12, 652—657, 1911. Ich möchte hier nachholen, daß der Resonanztransformator dort nur erwähnt wird, weil allein bei seiner Verwendung die Ladeverhältnisse der Funkenstrecke übersehen werden können, es also nur mit ihm möglich ist, eine wissenschaftliche Untersuchung der dort und jetzt vorliegenden Art durchzuführen.

bögen bei Verwendung von Resonanztransformatoren wird gezeigt, welchen Einfluß die elektrischen Bemessungen des an die Funkenstrecke angehängten Schwingungskreises, die Einschaltung von skin- und selbstinduktionsfreien Widerständen in diesen Schwingungskreis und die Kopplung eines abgestimmten Sekundärkreises auf die Lichtbogenentstehung ausübt. Dieser Untersuchung sollte eine weitere folgen, die nach derselben dort angewandten Methode feststellt, wie Elektrodenmetall und das Dielektrikum zwischen den Elektroden der Funkenstrecke hinsichtlich der Lichtbogenbildung wirken. Da bald nach Beginn die Arbeit abgebrochen werden mußte, ohne daß sie in absehbarer Zeit wieder aufgenommen werden kann, wird im folgenden über die bisher erzielten Ergebnisse kurz berichtet.

Versuchsanordnung und Methode. Die Versuchsanordnung ist in der oben erwähnten Arbeit beschrieben und dort in der Fig. 1 gezeichnet. Die Untersuchungsmethode, die ebenfalls die gleiche ist, ist kurz folgende: Stellte sich nach Anlegen der Spannung in der Funkenstrecke ein Lichtbogen her, so wurde in den an die Funkenstrecke angehängten Schwingungskreis bei einer bestimmten, den Elektroden zugeführten Leistung Widerstand eingeschaltet, der so lange vergrößert wurde, bis der Lichtbogen in einen Funken überging, der saubere Schwingungen lieferte. Die Qualität des Funkens wurde mittels rotierender Heliumröhren untersucht; betreffs der Art deren Anwendung wird auf die vorerwähnte Arbeit verwiesen. Die Änderung z. B. der elektrischen Dimensionen des Schwingungskreises (Wellenlänge) bei gleichen Verhältnissen in der Funkenstrecke (Elektrodenabstand und -material, Dielektrikum) bedingen Größenänderung des zur Aktivierung einzuschaltenden Widerstandes. Dessen Größe charakterisiert die Neigung zur Lichtbogenbildung unter den zur Untersuchung stehenden Verhältnissen.

Einfluß des Elektrodenmetalls. Um vergleichende Werte darüber zu erhalten, wie die Lichtbogenbildung von dem Elektrodenmetall der Funkenstrecke abhängt, wurde umgekehrt verfahren. In den Schwingungskreis, dessen elektrische Dimensionen (Kapazität und Selbstinduktion) jetzt konstant blieben, wurde ein bestimmter Graphitwiderstand eingeschaltet, und dann bei gleichem Elektrodenabstand für die verschiedenen Metalle als Elektroden die Stromstärke festgestellt, die in die Erregerwicklung des den Transformator speisenden Hochfrequenzumformers gesandt werden muß, damit noch Funken übergehen, die saubere Schwingungen liefern. Die Neigung zur Lichtbogenbildung des einzelnen Metalls ist dann um so größer, je kleiner die so gefundene Stromstärke ist.

Die folgende Tabelle gibt einige so festgestellte Zahlen:

Dielektrikum in der Funkenstrecke: Luft. Elektrodenabstand: 4 mm.

Perioden-zahl des Speise-stroms	Dimensionen des Schwingungskreises		Eingeschalteter Widerstand	Stromstärke in A für die untersuchten Metalle					
	C in μF	L in cm	Ohm	*Ag*	*Cu*	*Al*	Messing	*Fe*	*Zn*
508	$1{,}74 \cdot 10^{-3}$	$13{,}25 \cdot 10^5$	169	0,25	0,225	0,22	0,25	0,265	0,263
			300	0,20	0,24	0,212	0,245	0,285	0,305
		$24{,}4 \cdot 10^5$	300	0,235	0,207	0,22	0,23	0,262	0,27
520	$2{,}58 \cdot 10^{-3}$	$24{,}4 \cdot 10^5$	169	0,20	0,228	0,20	0,24	0,30	0,29
			300	0,287	0,29	—	—	—	0,32

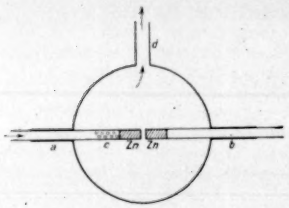
Bei den geringen Unterschieden dieser Zahlen muß man beachten, daß durch sie die sehr erheblichen Änderungen der vom Umformer gelieferten Spannungen bedingt werden. Inwieweit etwa die für die einzelnen Metalle verschiedene Funkenverzögerung u. a. das Resultat beeinflussen, ist nicht untersucht worden. Eigenartig ist, daß die für die Stoßerregung günstigsten Metalle mehr zur Lichtbogenbildung zu neigen scheinen.

Einfluß des Dielektrikums der Funkenstrecke. Um den Einfluß des Dielektrikums der Funkenstrecke festzustellen, wurden Kurven aufgenommen[1]), die die Abhängigkeit des zur Aktivierung benötigten Widerstandes von der Stromstärke der Maschinenerregung bei gleichem Elektroden-Abstand (4 mm) und -Material (Zink) für die verschiedenen Gase angeben.

Die untersuchten Gase sind: Wasserstoff, Sauerstoff, Luft und Kohlensäure; H_2, O_2 und CO_2 wurden aus Bomben entnommen.

Die Zinkelektroden waren in Messingröhren von 10 mm Durchmesser eingelassen, die, wie die

1) Diese Zeitschr., loc. cit.



beigefügte Figur zeigt, in die beiden Ansätze *a* und *b* der Glaskugel vom Durchmesser 80 mm eingesetzt waren. Eine der Messingröhren war mit zahlreichen Löchern versehen (vergl. Figur bei *c*), so daß die Gase in der durch den Pfeil angedeuteten Weise zugeleitet werden konnten und durch den Ansatz *d* wieder ausströmten.

Die elektrischen Dimensionen des Schwingungskreises waren $C = 2{,}58 \cdot 10^{-3}\,\mu F$ und $L = 24{,}4 \cdot 10^5$ cm.

Die Ergebnisse waren für:

1. Wasserstoff: Schon bei der geringsten Maschinenerregung, die angewandt werden konnte — 0,13 A —, bei der in anderen Gasen überhaupt kein Funkenübergang stattfand, setzte die Entladung als Lichtbogen ein, der sich selbst durch Einschalten von 500 Ohm nicht aktivieren ließ.

2. Sauerstoff: Es ist Aktivierung durch Widerstandseinschaltung möglich, so daß sich die oben erwähnten Kurven aufnehmen lassen: bei 0,276 A sind 500 Ohm notwendig.

3. Luft und

4. Kohlensäure: Es werden Kurven aufgenommen, die ziemlich gleich verlaufen: bei 0,275 A sind 175 Ohm, bei 0,36 A sind 500 Ohm notwendig.

Die Reihenfolge der untersuchten Gase nach der Neigung zur Lichtbogenbildung dürfte H_2, O_2, CO_2, Luft sein. Eigentümlich ist, daß das zur Stoßerregung günstigste Gas (Wasserstoff) am meisten zur Lichtbogenbildung neigt.

(Eingegangen 23. Oktober 1911.)

Die Messung vertikaler Luftströmungen.

Von Paul Ludewig.

In einer in dieser Zeitschrift[1]) erschienenen Mitteilung hat der Verfasser ein registrierendes Vertikalanemometer zur Benutzung im Freiballon beschrieben. Dieses Instrument sollte zusammen mit dem Bestelmeyerschen Variometer dazu dienen, bei Freiballonfahrten vertikale Luftströmungen zu messen. Im folgenden soll über einige der erhaltenen Resultate berichtet werden[2]).

Die konstruktive Anordnung des fertigen Anemometers zeigt Fig. 1. Quer durch den das Windrädchen umschließenden Zylinder läuft ein Rohr, das den Lichtstrahl einer kleinen von dem links sichtbaren Akkumulator gespeisten Glühlampe leitet. Eine in der rechten Hälfte des Rohres sitzende Zylinderlinse konzentriert das Bild. Rechts befindet sich der Kasten zur Aufnahme des photographischen Papiers. Ein darin eingebautes Uhrwerk zieht den Streifen von der einen Trommel über ein

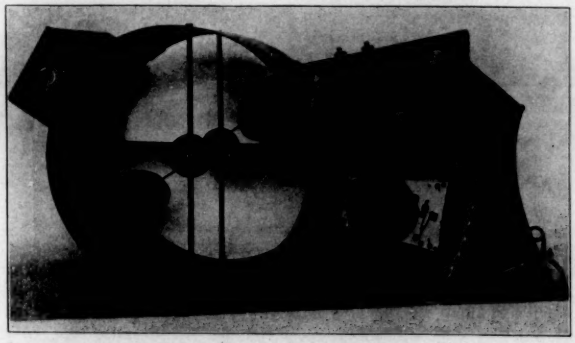


Fig. 1.

1) Phys. Zeitschr. **11**, 543, 1910.

2) Eine ausführliche Beschreibung, in der außer den hier mitgeteilten beiden Fahrten noch eine dritte beschrieben ist, findet sich in: P. Ludewig, Die Messung vertikaler Luftströmungen. Verlag von S. Hirzel. Leipzig 1911.

paar Rollen auf die andere. Um das Bild des abgeblendeten Lichtstrahls möglichst scharf auf den Papierstreifen zu bekommen, ist am Ende des Rohres direkt vor dem Auftreffen auf den Streifen eine Blende mit 3 feinen Löchern eingesetzt.

Zur Eichung des Windrädchens wurde folgendermaßen verfahren. In dem unter der Sternwarte des Physikalischen Vereins zu Frankfurt a. M. vorhandenen 25 m tiefen Schacht (Fig. 2) befinden sich, über die ganze

Fig. 2.

Länge verteilt, mittels Doppeltüren abschließbare Galerien, die in der Mitte ein Loch von ca. 1,5 m Durchmesser freilassen. Über der Öffnung der obersten Galerie wurde eine Rolle eingebaut, auf die sich ein Stahldraht aufwickelte. Das an seinem Ende hängende Windrädchen wurde nach dem Takte eines Metronoms herauf- und heruntergezogen. Auf der untersten und zweitobersten Galerie stand ein Beobachter, der beim Durchgang des Windrädchens ein Zeichen gab und eine Stoppuhr auslöste. Die beiden erwähnten Galerien befinden sich 17,9 m voneinander entfernt. Über diese Strecke konnte also die Messung erstreckt werden. Es gelang so, Vertikalgeschwindigkeit bis zu 0,9 m/sec zu erreichen. Die erhaltenen Resultate sind in der Tabelle 1 wiedergegeben. Die Fig. 3 veranschaulicht das Resultat graphisch. Wie man sieht, besteht eine verschiedene Empfindlichkeit beim Hinauf- und Her-

Tabelle 1. Eichung des Anemometers (vgl. Fig. 2).

Beim Hinaufziehen		Beim Herunterlassen	
m/sec	Halbe Umdrehungen des Anemometers pro Sekunde	m/sec	Halbe Umdrehungen des Anemometers pro Sekunde
0,89	3,30	0,88	3,80
0,79	3,11	0,85	3,62
0,74	2,75	0,78	3,39
0,72	2,83	0,72	3,20
0,72	2,80	0,69	3,08
0,61	2,24	0,59	2,47
0,59	2,16	0,59	2,42
0,47	1,69	0,47	1,95
0,47	1,69	0,47	1,88
0,45	1,63	0,45	1,74
0,44	1,58	0,45	1,76
0,40	1,46	0,40	1,56
0,39	1,46	0,40	1,53
0,39	1,49	0,39	1,55
0,29	1,14	0,29	1,18
0,27	0,90	0,27	0,94
0,27	0,93	0,27	0,99
0,27	0,91	0,17	0,46
0,17	0,32	0,17	0,46
0,17	0,34		
0,17	0,39		

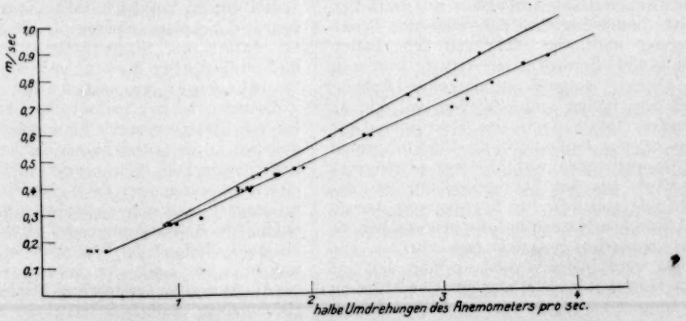


Fig. 3. Eichung des Anemometers (><>< beim Hinaufziehen, •• beim Herunterlassen.)

abziehen, die darauf zurückzuführen ist, daß die Löffel des Wiechertschen Windrädchens beide nach derselben Seite ausgehöhlt sind. Der Einfluß der Reibung in den Achsenlagern bei der verschiedenen Richtung ist zu gering, um den Unterschied zu erklären.

Die Eichung bei größeren Windgeschwindigkeiten wurde nicht durchgeführt, da die folgenden Kurven bei großen Windgeschwindigkeiten Unsicherheiten ergaben, die eine genaue Eichung unnötig machen und eine geradlinige Extrapolation nach der Seite der größeren Windgeschwindigkeit als zulässig erscheinen lassen.

Fig. 4.

Bei den im folgenden näher beschriebenen Ballonfahrten wurde das Windrädchen 25 bis 30 m unterhalb des Korbes aufgehängt. Es ist damit erreicht, daß man die Windbewegung mißt, die nicht von dem Ballon selbst beeinflußt wird. Der Apparat wurde an zwei Stricken aufgehängt, um eine Drehung relativ zum Ballon auszuschließen (vgl. Fig. 4). Außerdem führte noch eine elektrische Doppelleitung zum Ballonkorb, die oben mit einem Schalter verbunden war. Es war so möglich, vom Korb aus das Zeitmarkenlämpchen, das unabhängig von dem zur Registrierung dienenden Lämpchen Marken auf das photographische Papier zu machen gestattete, einzuschalten. Die Messung wurde in der Weise ausgeführt, daß eine Stunde lang in jeder Viertelminute eine Ablesung am Variometer gemacht und im gleichen Augenblick eine Zeitmarke gegeben wurde. Dadurch, daß in jeder vollen Minute zwei Kontakte und in jeder Viertelminute ein Kontakt gemacht wurde, erreichte man, daß nach der Entwicklung des Streifens die zu den einzelnen Variometerablesungen zugehörenden Streifenabschnitte leichter bestimmt werden konnten.

Fahrt am 22. Januar 1911.

112. Fahrt des Ballons Ziegler (1500 m³) von Griesheim-Elektron mit 1000 cbm Wasserstoff. Kein Pöschelring.

Bei der Fahrt befand sich in ca. 800 m eine Wolkenschicht, die der nicht pralle Ballon nach kurzem Aufgehaltenwerden durchstieß, um dann auf ca. 2500 m zu steigen. Von dort fiel er langsam auf die Wolken hinab bei starker Sonnenbestrahlung. Glatte Landung bei Lengfeld, südöstlich Dieburg.

Während der Ballon auf die Wolken herabfiel, wurde registriert. Der Fall ist nicht gleichmäßig, sondern wellenförmig. Die näheren Einzelheiten ergeben die Kurven Fig. 5 und 6.

In diesen Kurven ist als Abszisse die Zeit in Minuten aufgetragen. Die obere Kurve enthält die Angaben des Bestelmeyerschen Variometers aus den Ablesungen, die alle Viertelminuten im Ballonkorb gemacht wurden. Die Einheit der Ordinate ist dabei 1 m pro Sekunde. Die Ablesungen erstrecken sich über eine Stunde. Die untere Kurve gibt einen Aufschluß über die vertikale Windbewegung am Ballon. Als Ordinate ist hier eingezeichnet die Umdrehungszahl des Windrädchens. Leider ist bei dieser Fahrt die oben mitgeteilte Eichung des Apparates nicht zu verwerten, da die Flügel des Windrädchens verstellt waren. Die Eichung gilt nur für die Fahrt am 18. Februar (siehe unten). Es ist daher zwischen den beiden mitgeteilten Kurven nur ein qualitativer Vergleich möglich, der bei dieser Fahrt zur Beurteilung vorhandener Vertikalströme genügend ist.

Bei einem Vergleich fällt die große Symmetrie der beiden Kurven in die Augen. Es ist daher mit Sicherheit zu schließen, daß bei dieser Fahrt keine vertikalen Windbewegungen vorhanden waren.

Daneben ist der periodische Charakter der Kurven bemerkenswert. Es wurde nur Ballast gegeben an der bezeichneten Stelle. Der dort einsetzende Fall geht zurück. Der Ballon steigt ein wenig, um dann wieder ins Fallen zu kommen, und nun wiederholt sich dies Spiel ohne jede Ballastabgabe und ohne Ventilzug, bis der Ballon auf der Wolkendecke schwimmt, was etwa am Ende der Stunde eintritt.

An diesem eigentümlichen Pendeln um eine gleichmäßige Fallgeschwindigkeit scheint die Temperatur des Füllgases schuld zu sein. Beim

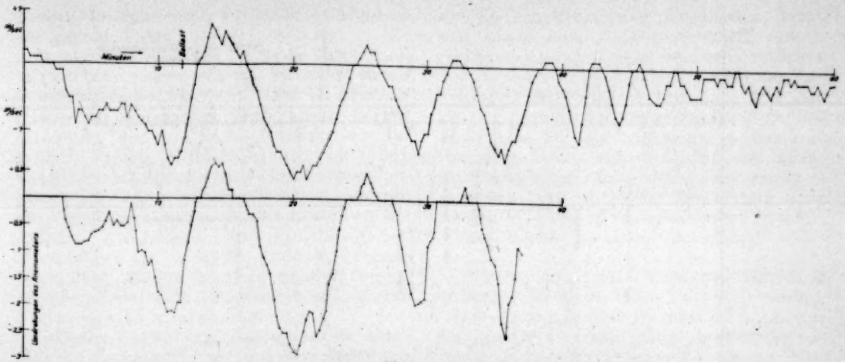


Fig. 5 u. 6.

Fallen kommt der Ballon in die Nähe der Wolkenschicht und wird durch Strahlung erwärmt, so daß er wieder zu steigen anfängt. Daraus resultiert wieder eine Abkühlung. Der Ballon fällt von neuem, und so wiederholt sich das Spiel.

Fahrt am 18. Februar 1911.

Die bei dieser Fahrt erhaltenen Resultate erlauben nicht nur einen qualitativen Überblick, sondern lassen auch eine quantitative Auswertung zur direkten Bestimmung der Vertikalkomponente des Windes zu. Dabei ist die kurz nach der Fahrt angefertigte, oben mitgeteilte Eichung des Windrädchens benützt.

Die Fahrt ist insofern bemerkenswert, als sie unter außergewöhnlichen meteorologischen Verhältnissen vor sich ging. Die Wetterkarte des Tages zeigt für Mitteldeutschland einen starken Luftdruckgradienten, der einen sehr heftigen horizontalen Wind und für die Fahrt eine Durchschnittsgeschwindigkeit von 75 km pro Stunde zur Folge hatte.

Der Fahrtbericht des Führers, Herrn Paul Merzbach, Offenbach, lautet folgendermaßen:

Ballon Moenus des Frankfurter Vereins für Luftschiffahrt mit 900 cbm Wasserstoff. Pöschelring. (Siehe nebenstehende Tabelle.)

Durch die Auswertung des mit dem Windrädchen aufgenommenen 20 m langen Streifens ergab sich eine so komplizierte und sekundlich sich ändernde Windbewegung, daß es an dieser Stelle zu viel Platz erfordern würde, alles wiederzugeben. Die Fig. 7 und 8 sollen zunächst eine Übersicht über den ganzen Verlauf der Stunde gestatten, während welcher

Zeit	Höhe	Ballast	
9^{00}	—	—	Abfahrt von Griesheim-Elektron
9^{03}	1000	12	Frankfurter Hauptbahnhof
9^{08}	650	—	Offenbach
9^{22}	270	9	Dietesheim, Main überquert
9^{25}	400	—	Hanau
9^{30}	700	—	Zwischen Niederrodenbach und Langensebold Bahnlinie gekreuzt Südlich Gelnhausen Nimbuswolken ca. 500 m. Starke Bö. Variometer zeigt 3 m/sec Fall. Windrädchen steht still
9^{43}	830	—	Leichte Sonnenbestrahlung
10^{06}	900	—	Heilig Kreuz (Rhön)
10^{20}	920	—	Beginn der Registrierung
10^{28}	—	—	Südlich Kissingen
10^{35}	800	—	Sonne
10^{50}	800	—	Friesenhausen
11^{00}	700	—	Hofheim (Unterfranken). Nebel- und Schneelandschaft
11^{03}	800	—	Lichtenfels
11^{20}	880	—	Stadt Steinach — Helmbrechts
11^{45}	800	—	Fahrt im Nebel, stark steigend, ohne Orientierung
11^{55}	900	$5^1/_2$	Roßbach (?)
12^{25}	1320	—	7 Sek. Ventilzug
12^{30}	1600	—	Glatte Landung bei Bad Elster
12^{35}	585	$4^1/_2$	

Fahrtdauer 3 Stunden 35 Minuten.
260 km Luftlinie.

registriert wurde. Die obere Kurve enthält die in jeder Viertelminute abgelesenen Angaben des Variometers, die untere die in jeder vollen Minute am Barometer abgelesene Höhe des Ballons. Wie man besonders aus der oberen Kurve mit ihren Einzelheiten sieht, ist der Ballon stark hinauf- und heruntergerissen. Während der ganzen Stunde ist nur in der 29. und 30. Minute Ballast gegeben, um den dort einsetzenden Fall abzubremsen. Während der Zeit von der 10. bis zur 20. Minute und von der 38. bis zur 55. Minute befand sich der Ballon ohne Orientierung im Nebel, der allerdings nicht vollkommen dicht, sondern zerrissen war,

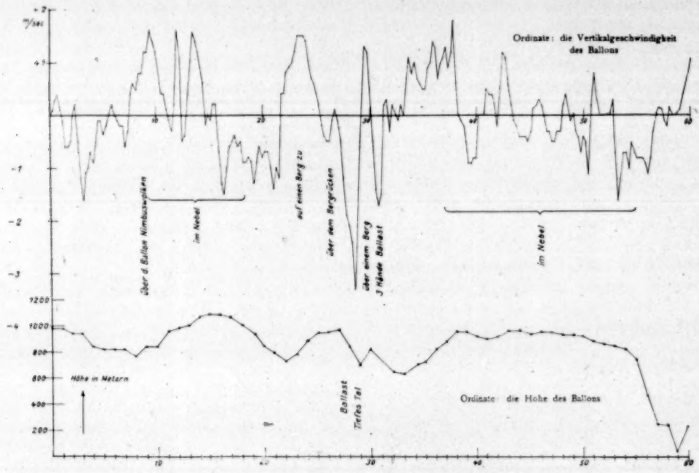


Fig. 7 u. 8.

so daß der Ballon auch ab und zu Sonnenbestrahlung bekam. Dagegen war während der Zeit von der 20. bis zur 35. Minute der Durchblick zur Erde frei und der Ballon nur in geringer Höhe über dem hier sehr bergigen Terrain. Wie man aus den eingeschriebenen Bemerkungen ersieht, folgt der Ballon dem Profil des Geländes. Diese besonders interessante Strecke der Fahrt ist in Fig. 9 eingehend dargestellt.

Bei der Aufzeichnung der Kurven sind die einzelnen abgelesenen Punkte jeweils durch gerade Linien verbunden. Diese Verbindungslinien geben naturgemäß nicht an jeder Stelle den wahren Wert der zurzeit bestehenden Vertikalgeschwindigkeit usw. Es läßt sich aber der Verlauf der Kurven durch eine derartige Maßnahme angenähert darstellen. Die Kurven sind also unter diesem Gesichtspunkt zu betrachten.

Die Fig. 9 enthält in den beiden oberen Kurven I und II die zur Bestimmung der Vertikalkomponente des Windes nötigen Kurven, nämlich in der Kurve I die Vertikalbewegung des Ballons relativ zur Meereshöhe und in der Kurve II die Windbewegung relativ zum Ballon. Bei dieser letzten Kurve ist der außerordentlich schnell wechselnde Verlauf besonders bemerkenswert. Der Charakter dieser Kurve ist nicht nur in diesen Minuten ein

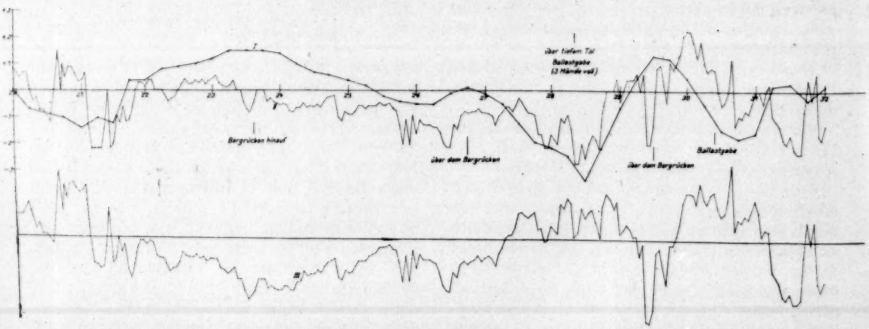


Fig. 9.

derartig komplizierter. Er bleibt so während der ganzen Fahrt.

In der unteren Kurve III ist die durch Subtraktion der oberen Kurven erhaltene wahre Windbewegung dargestellt. Dabei ist das Vorzeichen so genommen, daß einer Windströmung von unten nach oben das negative, einer Windströmung von oben nach unten das positive Vorzeichen gegeben ist. Das wichtige Resultat, das wir aus den Kurven ziehen, ist: Es bestehen bei dieser, allerdings außergewöhnlichen Wetterlage in einigen hundert Metern über dem Boden starke, schnell wechselnde, vertikale Bewegungen, deren Stärke bis zu 3 m/sec ansteigt.

Daneben ergibt sich, daß gerade in dieser Zeit die Ballonbewegung in hohem Maße von dem Profil des Geländes beeinflußt ist. Es läßt sich nun bei einem Vergleich der Kurven I und II der Einfluß des Geländes, insbesondere das Auftreten von Berg- und Talwinden und ihre Wirkung auf die Ballonbewegung im einzelnen verfolgen:

Während der 20. Minute setzen starke Windbewegungen in der Richtung von oben nach unten ein, die den Ballon herabziehen. Daher oben der negative Ausschlag am Variometer. Ein dann einsetzender Windstoß von unten (21,2 Minute) läßt den Fall etwas zurückgehen, der dann durch einen kurzen Windstoß von oben (21,4 Minute) wieder stärker wird. Es folgt dann bis zur 27. Minute eine dauernde Strömung in der Richtung von unten nach oben, welche wechselnd und stoßweise verläuft. Dieser Windströmung entsprechend zeigt das Variometer dauernd einen Anstieg des Ballons. Während dieser Zeit eilt der Ballon einen Bergrücken hinauf. Die registrierte Windbewegung ist also nichts anderes wie die Vertikalkomponente des den Berghang emporgleitenden Windes. Die Kurve II zeigt ferner, daß der Ballon dieser Windbewegung nicht vollkommen folgt, sondern eine eigene Vertikalgeschwindigkeit besitzt, die am Anfang größer, während des größeren zweiten Teils kleiner als die vertikale Windgeschwindigkeit ist. Sobald der Ballon die Höhe des Berges erreicht (in der Mitte der 26. Minute), wird die Windströmung unregelmäßig, um dann beim Hinabgleiten auf der anderen Seite des Berges die Richtung zu wechseln. Der Ballon fällt unter kurz dauernden Windstößen von oben so stark, daß eine Ballastabgabe gerade über dem Tal nötig ist. Der außerordentlich starke Fall scheint hier nur zum Teil seinen Grund in den Vertikalwinden zu haben. Der lang andauernde vorhergehende Anstieg beim Hinaufeilen am Bergabhang scheint den Ballon weit über seine Gleichgewichtslage emporgehoben zu haben, so daß jetzt beim Aufhören des Windes von unten zwei Ursachen den Ballon zum Fallen bringen. Kurz nach dem starken Fall sendet der Bergrücken auf der anderen Seite des Tales einen starken Windstoß von unten. Unter seinem Einfluß und infolge der Ballastabgabe fängt der Ballon wieder an zu steigen, um jenseits des Bergrückens unter starken Windstößen von oben wieder zu fallen, worauf wieder Ballastabgabe erfolgt.

Bei den mitgeteilten Versuchen bin ich in außergewöhnlichem Maße unterstützt worden. Großen Dank schulde ich dem Frankfurter Verein für Luftschiffahrt, speziell der wissenschaftlichen Kommission des Vereins (Vorsitzender Herr Prof. Wachsmuth), die einen Teil der Mittel zum Bau des registrierenden Anemometers zur Verfügung stellte und ferner mehrere Fahrten zur Erprobung des Instruments pekuniär unterstützte. Die Fertigstellung des Apparats wurde von der Firma Spindler & Hoyer-Göttingen übernommen.

Herrn Dr. Linke, dem Direktor der meteorologischen Abteilung des Physikalischen Vereins zu Frankfurt a. M. bin ich für seine weitreichende Unterstützung zu größtem Dank verpflichtet.

Besonderes Interesse fand ich bei den Führern der Ballonfahrten, nämlich den Herrn H. Rotzoll — der mich auch bei einem Teil der Auswertung unterstützte —, Herrn Marburg, Herrn Merzbach und Herrn Direktor O. Neumann.

Bei den Ablesungen im Ballon bin ich in tatkräftigster Weise unterstützt von den Herren: Reg.-Baumeister Lehr-Frankfurt a. M. und cand. phil. Ehrhardt-Heidelberg.

Ihnen allen sage ich auch an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank.

Meteorologische Abteilung des Physikalischen Vereins zu Frankfurt a/M.

(Eingegangen 18. Oktober 1911.)

Über die Veränderung von Absorptionslinien durch fremde Gase.

(Bemerkung zu Mitteilungen von Chr. Füchtbauer[1]) und G. Hertz[2]).)

Von Eva v. Bahr.

In dieser Zeitschrift hat Chr. Füchtbauer neulich die Resultate einer interessanten Unter-

1) Chr. Füchtbauer, diese Zeitschr. **12**, 722, 1911.
2) G. Hertz, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 1911, S. 617.

suchung über den Einfluß des Druckes auf die Absorptionslinien von Jod und Brom mitgeteilt. Es hat sich gezeigt, daß diese Linien mit wachsendem Druck sich verbreitern, daß sie aber dabei in ihrem Schwerpunkt schwächer werden, gerade wie man es nach Lorentz' Theorie der Dämpfung durch Molekularstöße erwarten kann.

Füchtbauer meint nun, daß die von Ångström[1]) und mir[2]) beobachteten Erscheinungen in den ultraroten Absorptionsspektren der Gase durch seine Versuche eine einfache Erklärung finden. Eine wirkliche Verstärkung der Absorption mit dem Drucke sollte auch hier nicht stattfinden, sondern nur eine Verbreiterung der einzelnen Linien.

In dem Berichte über meine Untersuchungen über die qualitative Änderung der Absorption habe ich eben darauf hingewiesen, daß meine Resultate sich gut mit der Annahme vereinigen lassen, daß die Absorptionsbanden bei geringem Drucke aus einzelnen Linien bestehen, die aber mit dem Drucke rasch breiter werden. Dieselben Versuche zeigen aber unzweideutig, daß ohnedies auch eine wirkliche Verstärkung der Absorption stattfindet. Von zwei gleichen Rohren ist das eine (*A*) mit Stickstoffoxydul und Luft bis zu einem Drucke von 6—700 mm gefüllt, das andere (*B*) mit reinem Stickstoffoxydul in solcher Menge, daß die beiden Rohre quantitativ dieselbe Absorption geben. Haben die Rohre eine qualitativ verschiedene Absorption, so müssen sie zusammen eine größere Absorption bewirken, als wenn man zwei Rohre *B*, d. h. zwei Rohre mit derselben Menge absorbierenden Gases und demselben Druck, hintereinander setzt. Dies ist auch tatsächlich der Fall, wenn *B* einen sehr niedrigen Druck hat, aber schon, wenn der Druck in *B* 50 mm beträgt, ist der Unterschied unsicher. Bei einem Drucke in *B* von 70—80 mm habe ich dieses Zeichen qualitativ verschiedener Absorption nicht mehr beobachten können, und doch ist die Zunahme der Absorption des Stickstoffoxyduls auch bei Drucken von 100—700 mm ziemlich groß.

Diese Verstärkung der Absorption muß durch eine vermehrte Anzahl gleichzeitig absorbierender Teilchen bedingt sein und kann nicht durch Lorentz' Theorie erklärt werden. Außerdem nimmt diese Theorie nur Rücksicht auf die Anzahl der Molekularstöße. Nach derselben müssen darum verschiedene Gase bei demselben Drucke eine sehr verschiedene Einwirkung haben. Dies ist aber in den ultraroten Absorptionsspektren der Gase nicht der Fall.

Zwar haben meine Untersuchungen gezeigt, daß eine Zusammenpressung des absorbierenden Gases bisweilen eine andere Einwirkung als die Druckerhöhung durch Zufügung fremder Gase bewirkt, so z. B. für Kohlensäure bei 4,3 μ und für Methan. G. Hertz[1]) hat neulich diese Beobachtung für Kohlensäure bei 14 μ bestätigt und hat auch einen Unterschied zwischen der Einwirkung des Wasserstoffes und der der Luft beobachtet. Die Unterschiede sind indessen immer klein.

Hertz hat jedoch versucht, die Zunahme der Absorption der Kohlensäure als eine Funktion nur von der Zahl (N) der Zusammenstöße darzustellen. Die Übereinstimmung, die er hierbei gefunden hat, ist aber eine rein zufällige und beruht nur darauf, daß die Vergleichung zwischen Luft und Wasserstoff bei relativ hohen Drucken ausgeführt ist, wo die Zunahme der Absorption für Kohlensäure unbedeutend ist. Hertz gibt folgende Zahlen für 2,68 μ:

Druck	$k \cdot N$	Abs. in Proz.
91 mm CO_2	5,3	27,4
400 mm CO_2	22,5	41,2
91 mm CO_2 + 309 mm Luft	22,3	40,6
91 mm CO_2 + 309 mm H_2	48,6	43,4

Wenn man aber statt 309 mm nur 121 mm Wasserstoff zuführt, bekommt man dieselbe Zahl Zusammenstöße wie mit 309 mm Luft, und man müßte dann nach Hertz auch dieselbe Absorption (40,6 Proz.) erhalten. Eine durch Wasserstoff bewirkte Druckerhöhung von 91 bis zu 212 mm sollte also eine Zunahme der Absorption von 13,2 Proz. geben, die weitere Druckerhöhung von 212—400 mm eine Zunahme von nur 2,8 Proz. Aus den Resultaten meiner Untersuchungen ist aber leicht zu ersehen, daß dies nicht richtig ist. Die Zunahme zwischen 91 und 212 mm beträgt nur etwas mehr als die Hälfte der Zunahme zwischen 91 und 400 mm.

Meine genauesten Messungen sind mit Kohlenoxyd ausgeführt worden. Für dieses Gas habe ich eine Zunahme der Absorption von 18,1 bis auf 48,1 Proz. beobachtet, wenn der Druck von 70 bis auf 760 mm erhöht wurde, gleichgültig, ob die Erhöhung durch Zusammenpressung des Kohlenoxyds oder durch Zuführung von Wasserstoff bewirkt wurde. Die Unsicherheit in dieser Bestimmung schätze ich auf höchstens 0,3. Wenn ein Unterschied zwischen den Einwirkungen überhaupt vorliegt, beträgt er also in diesem Falle nicht mehr als

1) K. Ångström, Ark. f. Mat., Astr. och Fysik 4, Nr. 30, 1908.

2) E. v. Bahr, Diss. Uppsala 1908; Ann. d. Phys. **29**, 780, 1909 und **33**, 585, 1910.

1) G. Hertz, a. a. O.

1 Proz. der gesamten Zunahme der Absorption. Für die Zahl der Zusammenstöße (N) in den verschiedenen Fällen findet man:

Druck	$k \cdot N$	Abs. in Proz.
70 mm CO	1	18,1
760 mm CO	10,8	48,1
70 mm CO + 342 mm H_2	10,8	38,5
70 mm CO + 690 mm H_2	20,8	48,1

Zwischen Drucken von 100 mm und 5 Atm. habe ich für Kohlenoxyd auch immer dieselbe Einwirkung auf die Absorption gefunden, gleichgültig, ob ich zur Druckerhöhung Wasserstoff oder Sauerstoff anwandte.

Möglich ist ja, daß spätere noch genauere Messungen kleine Unterschiede in den Einwirkungen verschiedener Gase zeigen können. Aus dem vorher Gesagten ist jedoch ersichtlich, daß wenigstens in erster Annäherung der Gesamtdruck und nicht die Zahl der Zusammenstöße für die ultrarote Absorption der Gase entscheidend ist.

Upsala, Oktober 1911.

(Eingegangen 22. Oktober 1911.)

VORTRÄGE UND DISKUSSIONEN VON DER 83. NATURFORSCHERVERSAMMLUNG ZU KARLSRUHE.

Aus der Sektion für Physik:

Br. Glatzel (Charlottenburg), Die Trägheit von Selenzellen.

Die Trägheit der Selenzellen ist eine Erscheinung, welche bisher trotz zahlreicher Untersuchungen recht wenig geklärt worden und die einer allgemeineren praktischen Verwendung der an sich recht großen Lichtempfindlichkeit des Selens außerordentlich hinderlich ist. Man pflegt diese Trägheit durch sogenannte Trägheitskurven darzustellen, welche die zeitliche Änderung des Stromes in einer Selenzelle sowohl bei Belichtung als auch bei Verdunkelung wiedergeben. Zuerst wurden derartige Kurven in der Weise aufgenommen, daß man mit einem Galvanometer oder Amperemeter innerhalb längerer Zeiträume, etwa von Minute zu Minute, nach erfolgter Belichtung bezw. Verdunkelung die Ausschläge des Instrumentes beobachtete und nach diesen Ablesungen die Trägheitskurven zeichnete[1]). Diese Kurven hatten jedoch nur für diejenigen Anwendungsgebiete der Selenzellen Bedeutung, bei denen es sich um Wiedergabe langsamer Lichtschwankungen handelte. Als dann aber die Selenzellen auch für die elektrische Aufzeichnung schneller Belichtungsänderungen, wie sie z. B. bei photoelektrischen Bildübertragungen auftreten, ausgenutzt werden sollten, gewann das Studium „kurzzeitiger Trägheitskurven" größere Bedeutung. Derartige Kurven, welche unter Benutzung eines Siemensschen Oszillographen für sehr kurze Belichtungs- und Verdunkelungszeiten aufgenommen waren, habe ich in einer früheren Arbeit[2]) mitgeteilt.

Versucht man nun, den Kurvenverlauf während der Belichtung und Verdunkelung analytisch festzulegen, so findet man im allgemeinen Exponentialkurven höherer Ordnung[1]), welche einer rechnerischen Behandlung recht schwer zugänglich sind. Da aber an dem prinzipiellen Verlauf der im folgenden behandelten Vorgänge nur wenig geändert wird, wenn man einfache Exponentialkurven zugrunde legt, so soll von dieser Annahme ausgegangen werden. Die Abweichungen, welche durch den tatsächlichen Verlauf der Kurven bedingt sind, können dann an der Hand der Resultate diskutiert werden. Dementsprechend wird die Belichtungsträgheit dargestellt durch

$$J_B = 1 - e^{-\alpha t}$$

und die Verdunkelungsträgheit durch

$$J_D = e^{-\beta t}.$$

Für die später verwendete Zelle I (Platinzelle) war[2])

$$\alpha = 279, \qquad \beta = 20{,}5,$$

für Zelle II (Kupferzelle)

$$\alpha = 20{,}3, \qquad \beta = 21{,}7.$$

Es sollte nun festgestellt werden, wie sich die Zellen bei intermittierender Belichtung verhalten. Hierüber liegt bisher nur eine etwas ausführlichere Arbeit von Majorana[3]) vor. Dieser untersuchte zunächst, ob der Widerstand der Selenzelle bei intermittierender Belichtung von der Zahl der sekundlichen Belichtungen und Verdunkelungen abhängig ist, und kam dabei zu dem gleichen Resultat, wie bereits früher Bellati und Romanese[4]), daß nämlich dieser Widerstand unabhängig von der Zahl der Intermittenzen pro Sekunde ist. Ich werde im folgenden zeigen, daß dieses Resultat nicht streng

1) Majorana, Rend. Linc. (5) **3**, 183, 1894; Ruhmer, diese Zeitschr. **3**, 468, 1902.

2) Br. Glatzel, Elektrotechn. Zeitschr. **31**, 1062, 1910.

1) Sperling, Beitr. zur Kenntnis der Selenzellen, Diss., Göttingen 1908.

2) Nach der unten angegebenen Methode bestimmt.

3) Quirino Majorana, Linc. Rend. (5) **5**, 45, 1896.

4) Bellati u. Romanese, Atti del R. Istituto Veneto di sc. let. ed arti **7**, 5, 1881.

richtig ist. Majorana stellte ferner experimentell fest, wie sich der Widerstand der Zelle ändert, wenn er das Verhältnis zwischen Belichtungszeit t_1 und Verdunkelungszeit t_2 verschieden wählte. Den Verlauf dieser Kurve $W = f\left(\frac{t_1}{t_2}\right)$ konnte er dann auch analytisch durch eine Hyperbel[1]) darstellen, wenn er für den Verlauf der Trägheitskurven bei Belichtung und Verdunkelung reine Exponentialkurven zugrunde legte. Für die nachstehenden Untersuchungen soll, wie bereits erwähnt, die gleiche Annahme gemacht werden.

I. Theoretischer Teil.

Die Belichtungsträgheit der Selenzelle entspreche also dem Gesetz

$$J_B = 1 - e^{-\alpha t},$$

die Verdunkelungsträgheit

$$J_D = e^{-\beta t},$$

die Dauer der Belichtung sei t_1, diejenige der Verdunkelung t_2. Nach der ersten Belichtung durchfließt die Selenzelle der Strom J_1, nach der zweiten J_2 usf. Der nach der ersten Wiederverdunkelung übrig bleibende Strom sei J_1', nach der zweiten J_2' usf. Schematisch ist der bei intermittierender Belichtung sich abspielende Vorgang in Fig. 1 dargestellt[2]).

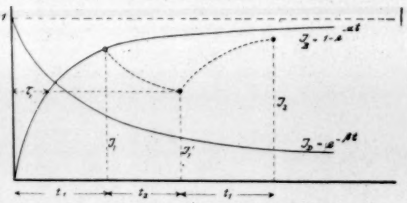


Fig. 1.

Es soll ferner die Annahme gemacht werden, daß der Exponent der Trägheitskurve unabhängig von der Vorbelichtung der Zelle ist, daß er also seinen Wert auch für die zweite, dritte usw. Belichtung beibehält. Diese Voraussetzung, welche dem tatsächlichen Verhalten einer Selenzelle nicht entspricht, ist lediglich mit Rücksicht darauf gemacht, die Vorgänge einer übersichtlichen rechnerischen Behandlung zugänglich zu machen.

Der Zellenstrom wird also bei der ersten Belichtung nach der Zeit t_1 den Wert J_1 erreichen, so daß

$$J_1 = 1 - e^{-\alpha t_1}$$

ist. Die Wiederverdunkelung setzt nun nicht bei dem Wert 1, sondern J_1 ein, so daß nach der Zeit t_2 der Wert

$$J_1' = J_1 e^{-\beta t_2}$$

erreicht wird.

Bei der zweiten Belichtung beginnt der Vorgang bei J_1', was einer Parallelverschiebung der Belichtungskurve um den Betrag τ_1 entspricht, so daß sich ergibt:

$$J_2 = 1 - e^{-\alpha(t_1+\tau_1)}.$$

Nach dem gleichen Schema folgen die übrigen Werte:

$$\begin{aligned}
J_1 &= 1 - e^{-\alpha t_1}, & J_1' &= J_1 e^{-\beta t_2},\\
J_2 &= 1 - e^{-\alpha(t_1+\tau_1)}, & J_2' &= J_2 e^{-\beta t_2},\\
J_3 &= 1 - e^{-\alpha(t_1+\tau_2)}, & J_3' &= J_3 e^{-\beta t_2},\\
&\cdots\cdots\cdots & &\cdots\cdots\\
J_n &= 1 - e^{-\alpha(t_1+\tau_{n-1})}, & J_n' &= J_n e^{-\beta t_2}.
\end{aligned}$$

Zur Bestimmung von τ_1, $\tau_2 \ldots \tau_n$ dienen folgende Gleichungen:

$$\begin{aligned}
\tau_1 &: 1 - e^{-\alpha\tau_1} = J_1', & e^{-\alpha\tau_1} &= 1 - J_1',\\
\tau_2 &: 1 - e^{-\alpha\tau_2} = J_2', & e^{-\alpha\tau_2} &= 1 - J_2',\\
\tau_3 &: 1 - e^{-\alpha\tau_3} = J_3', & e^{-\alpha\tau_3} &= 1 - J_3',\\
&\cdots\cdots\cdots & &\cdots\cdots\\
\tau_n &: 1 - e^{-\alpha\tau_n} = J_n', & e^{-\alpha\tau_n} &= 1 - J_n'.
\end{aligned}$$

Für J_n ergibt sich dann:

$$J_n = 1 - e^{-\alpha t_1} \cdot e^{-\alpha\tau_{n-1}},$$
$$J_n = 1 - e^{-\alpha t_1}(1 - J_{n-1} e^{-\beta t_2}).$$

Es möge nun gesetzt werden

$$1 - e^{-\alpha t_1} = J_1, \quad e^{-\alpha t_1} = B_1, \quad e^{-\beta t_2} = B_2,$$

dann wird

$$\begin{aligned}
J_n &= 1 - B_1 + B_1 B_2 J_{n-1},\\
J_{n-1} &= 1 - B_1 + B_1 B_2 J_{n-2},\\
&\cdots\cdots\cdots\cdots\\
J_1 &= 1 - B_1.
\end{aligned}$$

Die Ausführung der einzelnen Substitutionen ergibt für J_n folgende Reihe

$$J_n = J_1(1 + B_1 B_2 + B_1^2 B_2^2 + \cdots B_1^n B_2^n).$$

Da B_1 und $B_2 < 1$, so ist die Reihe konvergent, mithin

$$J_n = J_1 \frac{B_1^n B_2^n - 1}{B_1 B_2 - 1}.$$

Die Grenzwerte, welche J_n und J_n' für $n = \infty$ erreichen, werden demnach

$$\lim_{n=\infty} J_n = \frac{J_1}{1 - B_1 B_2} = \frac{1 - e^{-\alpha t_1}}{1 - e^{-\alpha t_1} e^{-\beta t_2}} \qquad (1)$$

$$\lim_{n=\infty} J_n' = e^{-\beta t_2} \cdot \frac{1 - e^{-\alpha t_1}}{1 - e^{-\alpha t_1} e^{-\beta t_2}}. \qquad (2)$$

1) Diese Folgerung ist aber, wie sich aus den nachstehenden Betrachtungen ergeben wird, nur zutreffend, wenn t_1 unendlich klein ist.

2) Ähnliche Erscheinungen, wie bei der intermittierenden Belichtung von Selenzellen, beobachtet man auch bei Belastung elektrischer Apparate mit intermittierendem Strom. Im einzelnen verweise ich auf folgende Arbeiten: E. Oelschläger, Elektrotechn. Zeitschr. **21**, 1058, 1900; H. Ebeling, Ann. d. Phys. **27**, 391, 1908; K. Schmiedel, Elektrotechnik und Maschinenbau (Wien) **29**, 555, 1911.

Der die Selenzelle durchfließende Strom klettert also allmählich hinauf und pendelt dann zwischen den beiden Grenzwerten J_∞ und J'_∞ hin und her, wobei

$$J_\infty = \lim_{n=\infty} J_n, \qquad J'_\infty = \lim_{n=\infty} J'_n$$

ist. Für endliches n kann man die oberen Spitzen der Kletterkurve berechnen nach

$$J_n = (1-e^{-\alpha t_1}) \cdot \frac{1-e^{-\alpha t_1 n} \cdot e^{-\beta t_2 n}}{1-e^{-\alpha t_1} \cdot e^{-\beta t_2}} \qquad (3)$$

und die unteren nach

$$J_n' = e^{-\beta t_2} (1-e^{-\alpha t_1}) \cdot \frac{1-e^{-\alpha t_1 n} \cdot e^{-\beta t_2 n}}{1-e^{-\alpha t_1} \cdot e^{-\beta t_2}} \cdot \qquad (4)$$

Es fragt sich nun, auf welcher Kurve liegen die Werte J_n und J_n'. Führen wir in die Gleichungen (3) und (4) J_∞ und J'_∞ ein, so ergibt sich:

$$\begin{aligned} J_n &= J_\infty (1-e^{-(\alpha t_1+\beta t_2) n}), \\ J_n' &= J'_\infty (1-e^{-(\alpha t_1+\beta t_2) n}). \end{aligned}$$

Hierbei sind J_∞ und J'_∞ für die Kurven reine Konstanten, welche lediglich von den gegebenen Werten α, β, t_1, t_2 abhängen. Der Verlauf von J_n und J_n' wird also durch einfache Exponentialkurven dargestellt. Es genügt demnach die Behandlung der Größe

$$1-e^{-(\alpha t_1+\beta t_2) n}.$$

Um den Schnittpunkt der Kurve mit der Abszissenachse zu finden, setzen wir

$$1-e^{-(\alpha t_1+\beta t_2) n} = 0, \text{ d. h. } n = 0.$$

Die Bedeutung von $n = 0$ ergibt sich aus der Betrachtung der Werte der Abszissen T für $n = 1, 2, 3 \ldots$.

$$\begin{aligned} &n = 1 : T = t_1, \\ &n = 2 : T = t_1 + t_2 + t_1, \\ &n = 3 : T = t_1 + t_2 + t_1 + t_2 + t_1, \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ &n = n : T = (t_1 + t_2)(n-1) + t_1. \end{aligned}$$

Setzen wir in der letzten Gleichung $n = 0$, ein Analogieschluß, welcher erlaubt ist, da wir ja die Kurve nach den Punkten $n = 1, 2, 3 \ldots$ vervollständigen wollen, so ergibt sich:

$$n = 0 : T = -t_1 - t_2 + t_1 = -t_2.$$

Für die unteren Spitzen der Kletterkurve folgt durch eine analoge Betrachtung

$$\begin{aligned} n &= n_1 : T = n_1 (t_1 + t_2), \\ n &= 0 : T = 0. \end{aligned}$$

Wir kommen also zu folgendem Ergebnis:

„Die oberen Spitzen der Kletterkurve liegen auf einer einfachen ansteigenden Exponentialkurve, welche bei $-t_2$ beginnt und sich nach ∞ vielen Betriebsdauern dem Werte

$$J_\infty = \frac{1-e^{-\alpha t_1}}{1-e^{-\alpha t_1} e^{-\beta t_2}}$$

nähert."

„Die unteren Spitzen der Kletterkurve liegen auf einer einfachen ansteigenden Exponentialkurve, welche im Punkte o beginnt und bis zu dem Werte

$$J'_\infty = e^{-\beta t_2} \frac{1-e^{-\alpha t_1}}{1-e^{-\alpha t_1} \cdot e^{-\beta t_2}}$$

ansteigt."

Auch der Exponent dieser Exponentialkurven läßt sich ermitteln. Wir setzen nach dem oben Abgeleiteten:

$$\left.\begin{aligned} J_n &= J_\infty (1-e^{-\alpha t_1 n} \cdot e^{-\beta t_2 n}) = \\ &= f\{t_1 + t_2)(n-1) + t_1\} \\ &= f\{t_1 n + t_2 n - t_2\} \end{aligned}\right\} \qquad (5)$$

und

$$\left.\begin{aligned} J_n' &= J'_\infty (1-e^{-\alpha t_1 n} \cdot e^{-\beta t_2 n}) = \\ &= f\{n t_1 + n t_2\}. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Die Kurve J_n sei eine Exponentialkurve mit dem Exponenten γ und der Abszisse T, welche im Nullpunkt um τ verschoben ist, also

$$J_n = J_\infty (1-e^{-\gamma(T+\tau)}). \qquad (7)$$

Aus (5) und (7) folgt:

$$\begin{aligned} \gamma(T+\tau) &= \alpha t_1 n + \beta t_2 n, \\ \gamma(t_1 n + t_2 n - t_2 + \tau) &= \alpha t_1 n + \beta t_2 n. \end{aligned}$$

Setzt man

$$t_2 = c t_1,$$

so ist

$$\gamma(t_1 n + c t_1 n - c t_1 + \tau) = \alpha t_1 n + \beta c t_1 n.$$

Diese Gleichung wird erfüllt durch

$$\gamma = \frac{\alpha + \beta c}{c+1} = \frac{\alpha t_1 + \beta t_1}{t_1 + t_2} \qquad (8)$$

$$\tau = c t_1 = t_2. \qquad (9)$$

In analoger Weise ergibt sich für

$$J_n' = J'_\infty (1-e^{-\gamma(T+\tau)}),$$

$$\gamma = \frac{\alpha t_1 + \beta t_2}{t_1 + t_2}, \qquad (10)$$

$$\tau = 0 \qquad (11)$$

und in dem Spezialfall $t_1 = t_2$

$$\gamma = \frac{\alpha + \beta}{2}. \qquad (12)$$

Die beiden Exponentialkurven für J_n und J_n' haben also denselben Exponenten und sind lediglich um t_2 gegeneinander verschoben. Um festzustellen, wie sich der Grenzwert J_∞ ändert, wenn wir die Zahl der Belichtungen pro Sekunde anders wählen, setzen wir $t_2 = a t_1$ und betrachten den Fall $t_1 = t_2$. Die relative Änderung ist dann

$$\frac{\Delta J_\infty}{J_\infty} = \frac{\dfrac{1-e^{-\alpha t_1}}{1-e^{-\alpha t_1} \cdot e^{-\beta t_1}} - \dfrac{1-e^{-a\alpha t_1}}{1-e^{-a\alpha t_1} \cdot e^{-\beta a t_1}}}{\dfrac{1-e^{-\alpha t_1}}{1-e^{-\alpha t_1} \cdot e^{-\beta t_1}}}.$$

Durch Reihenentwickelung folgt hieraus in erster Annäherung:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\Delta J_\infty}{J_\infty} &= \frac{\frac{\alpha}{\alpha+\beta}\left(1+\frac{\beta}{2}t_1\right)-\frac{\alpha}{\alpha+\beta}\left(1+\frac{\beta}{2}at_1\right)}{\frac{\alpha}{\alpha+\beta}\left(1+\frac{\beta}{2}t_1\right)}\\ \frac{\Delta J_\infty}{J_\infty} &= (1-a)\frac{\beta}{2}t_1.\end{aligned}\right\} \quad (13)$$

Dieses Resultat besagt, daß J_∞ sich mit der sekundlichen Belichtungszahl ändert, jedoch ist die Änderung um so kleiner, je kleiner t_1, und o, wenn $t_1 = o$ ist. Da nun Majorana mit sehr kleinen Belichtungszeiten arbeitete, so ist es erklärlich, daß er keine Änderungen feststellen konnte. Die Abhängigkeit $J_\infty = f(t)$, wenn $t_1 = t_2$ ist, ergibt sich aus

$$J_\infty = \frac{\alpha}{\alpha+\beta}\left(1+\frac{\beta}{2}t\right),$$

d. h. eine lineare Beziehung, welche für $t = o$ den Grenzwert

$$J_\infty = \frac{\alpha}{\alpha+\beta} \quad (14)$$

liefert. Dieser fällt mit J'_∞ zusammen. Dieses Resultat hat insofern eine Bedeutung, als es einen einfachen Weg zur Bestimmnng von α/β enthält. Man mißt nämlich bei sehr schnell intermittierender Belichtung mit einem eingeschalteten Amperemeter J_∞ und bestimmt außerdem für Dauerbelichtung J_{max}. Es ist dann

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{J_\infty}{J_{max}-J_\infty}.$$

Um α und β selbst zu finden, ist die Bestimmung eines Wertepaares JJ' erforderlich, was nur mit Hilfe eines Oszillographen möglich ist. Es braucht hierfür jedoch nicht die Kurve photographisch registriert zu werden, sondern es genügt, an einer geeichten Skala die Werte von J_∞ und J'_∞ abzulesen. Aus diesen folgt:

$$\left.\begin{aligned}\frac{J'_\infty}{J_\infty} &= e^{-\beta t}\\ \beta &= \frac{1}{t}\ln\frac{J_\infty}{J'_\infty}.\end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Da diese Methode zur Bestimmung von α und β im Gegensatz zu der, überdies recht mühsamen, Auswertung der Trägheitskurven Werte ergibt, welche genau definiert sind, so wird es zweckmäßig sein, in Zukunft stets die Trägheitseigenschaften von Selenzellen durch derartig ermittelte Konstanten α und β zu charakterisieren und so einen absoluten zahlenmäßigen Vergleichsmaßstab für Selenzellen zu schaffen, den es bisher nicht gegeben hat. Auch das Aussuchen von zusammenpassenden Zellen für die Kornsche[1]) Kompensationsschaltung wird hierdurch wesentlich erleichtert. Ferner läßt sich nunmehr auch in exakter Weise die Abhängigkeit der Trägheit einer Selenzelle von der Temperatur und Wellenlänge des auffallenden Lichtes sowie vom Elektrodenmaterial feststellen. Das gleiche Verfahren ist ferner zur Trägheitsbestimmung anderer Vorgänge, z. B. bei Apparaten, die auf Wärmewirkungen beruhen, anwendbar. Ich werde in Kürze Näheres hierüber mitteilen.

1) A. Korn, diese Zeitschr. **8**, 19, 1907; **10**, 793, 1909.

Endlich können wir noch ermitteln, wie sich J_∞ ändert, wenn wir das Verhältnis zwischen Belichtungszeit t_1 und Verdunkelungszeit t_2 verändern. Nehmen wir

$$t_1 = \text{const}$$

und

$$t_2 = at_1,$$

so wird

$$J_\infty = \frac{1-e^{-\alpha t_1}}{1-e^{-(\alpha+\alpha\beta)t_1}}. \quad (16)$$

Diese Funktion

$$J_\infty = f(a)$$

stellt eine hyperbelähnliche Kurve dar, deren eine Asymptote parallel der Abszissenachse liegt und die Ordinate $1-e^{-\alpha t_1}$ hat und deren andere Asymptote mit der Abszisse

$$a = -\frac{\alpha}{\beta}$$

parallel zur Ordinatenachse liegt. Durch Reihenentwickelung findet man

$$J_\infty = \frac{\alpha}{\alpha+a\beta}\left(1+\frac{a\beta}{2}t_1\right).$$

Diese Gleichung stellt für kleine Werte von t_1 eine Hyperbel

$$J_\infty = \frac{\alpha}{\alpha+a\beta}$$

dar, so daß also die oben erwähnte Majoranasche Schlußfolgerung nur mit der Einschränkung, t_1 unendlich klein, streng gültig ist.

Experimenteller Teil[1]).

Die vorstehend abgeleiteten Resultate konnten nun durch oszillographische Aufnahmen an Selenzellen bestätigt werden. Diese Aufnahmen gaben gleichzeitig einen Anhalt dafür, in welchem Umfange die der Rechnung zugrunde gelegten Voraussetzungen zutreffend sind. Sieht man davon ab, daß die Trägheitskurven nicht einfache Exponentialkurven, sondern solche höherer Ordnung sind, so handelte es sich zunächst darum, festzustellen, inwieweit die Annahme zulässig ist, daß die Exponenten α und β konstant sind, d. h. auch nach der ersten, zweiten usw. Belichtung noch dieselben Werte haben. Um dies zu er-

1) Zu besonderem Dank bin ich der Firma Siemens & Halske verpflichtet, welche mir in liebenswürdigster Weise die Ausführung der oszillographischen Aufnahmen im Wernerwerk ermöglicht hat.

mitteln, wurde eine Trägheitskurve aufgenommen für eine Belichtungsänderung von o auf J und eine zweite für eine Änderung von J_0 auf J, d. h. also die Trägheitskurve ohne und mit Vorbelichtung. Fig. 2 zeigt die oszillographisch erhaltenen Kurven, welche, um den Vergleich zu erleichtern, so aufgenommen sind, daß der Maximalausschlag in beiden Fällen der gleiche war.

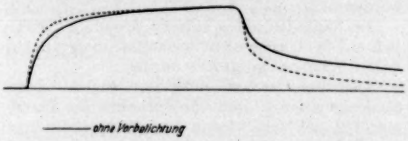


Fig. 2[1]).

Es ist aus dieser Figur ohne weiteres ersichtlich, daß die Anwendung der Vorbelichtung eine wesentliche Herabsetzung der Trägheit, d. h. also eine Vergrößerung von α und β zur Folge hat, eine Tatsache, welche bereits seit längerer Zeit bei fernphotographischen Übertragungen nach der Selenmethode als Ergänzung zu der Kornschen Kompensationsschaltung verwendet worden ist. Dieser günstige Einfluß auf die Trägheit der Selenzelle ist jedoch nicht durch beliebige Steigerung der Vorbelichtungsintensität dauernd zu erhöhen, vielmehr ist die Wirkung bei schwachen Vorbelichtungen am stärksten, um dann mit steigender Vorbelichtungsintensität allmählich geringer zu werden. Infolgedessen ist auch der Einfluß der vorhergehenden Belichtung bei intermittierender Bestrahlung bei den ersten Werten von J und J' am größten, während bereits nach etwa fünf bis sechs Intermittenzen α und β konstante Werte angenommen haben. Diese Erscheinung ist in den Oszillogrammen der Fig. 3 deutlich erkennbar. Nach

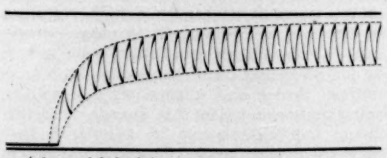


Fig. 3.

den im ersten Teil angegebenen Berechnungen werden die Kurven der J- und J'-Werte durch zwei Exponentialkurven mit gleichen Exponenten dargestellt, welche um t_2 parallel zueinander verschoben sind. Im Oszillogramm ist dies für die ersten Intermittenzen nicht der Fall, vielmehr laufen hier die beiden Umhüllungskurven enger zusammen. Dagegen ist nach fünf bis sechs Intermittenzen die Bedingung der Parallelität bereits erfüllt, hier also die Rechnung einwandfrei gültig. Zur Kontrolle der Rechnung wurden nun die Exponenten der Trägheitskurven konstant angenommen und unter dieser Voraussetzung die Kletterkurve konstruiert. Es geschah dies in der Weise, daß nach den für eine Zelle oszillographisch ermittelten Trägheitskurven Schablonen angefertigt wurden, mittels derer die im I. Teil beschriebene Konstruktion der Kletterkurve durch Parallelverschiebung der Kurven durchgeführt wurde. Das Resultat ist in Fig. 4 wiedergegeben und zeigt, daß in diesem

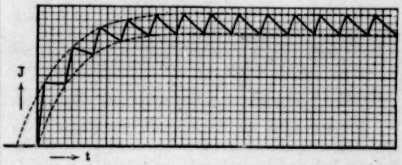


Fig. 4.

Falle, α und β konstant, die Bedingung der Parallelverschiebung beider Umhüllungskurven um die Größe t_2 für den gesamten Kurvenzug erfüllt ist.

Es war ferner abgeleitet worden, daß die Umhüllungskurven für $t_1 = t_2$ Exponentialkurven mit den Exponenten $\frac{\alpha+\beta}{2}$ sind. Besitzt also eine Zelle größere Werte von α und β, so muß ihre Umhüllungskurve wesentlich schneller ansteigen als für eine Zelle mit geringerer Trägheit. Für die Kupferzelle Nr. III war ermittelt worden:

$$\alpha = 153, \qquad \beta = 20{,}9$$

und für Zelle Nr. II:

$$\alpha = 20{,}3, \qquad \beta = 21{,}7.$$

Entsprechend diesen Werten steigt die Kletterkurve für Zelle Nr. II wesentlich langsamer an als für Zelle Nr. III, wie aus dem Oszillogramm (Fig. 5) ersichtlich ist.

Was die experimentelle Bestimmung von α und β anbetrifft, so ergab die Messung für Zelle Nr. I:

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{J_\infty}{J_{max} - J_\infty} = \frac{30}{2{,}2} = 13{,}65$$

und

$$\frac{J_\infty}{J'_\infty} = \frac{30}{12{,}7}, \quad t_1 = 0{,}0417.$$

1) Nach den Oszillogrammen gezeichnet. Desgl. die Figuren 3, 5, 6, 7, 8.

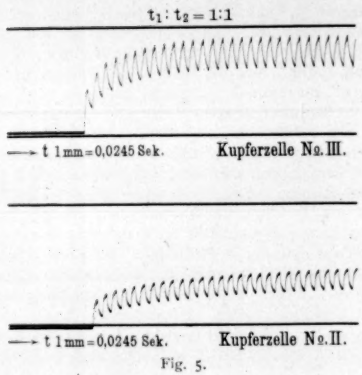


Fig. 5.

Aus diesen Werten berechnet sich nach Gleichung (14) und (15)

$$\alpha = 279, \qquad \beta = 20{,}5.$$

III. Versuche an Selenelementen.

Im Anschluß an diese Untersuchungen wurden Messungen an Selenelementen vorgenommen, bei welchen, wie zuerst von Fritts[1]) und Uljanin[2]) festgestellt worden ist, durch Belichtung elektromotorische Kräfte erzeugt werden[3]). Der hierbei sich abspielende lichtelektrische Vorgang verläuft, soweit man es nach der Einstellungsgeschwindigkeit eines eingeschalteten Galvanometers beurteilen kann, im allgemeinen schneller als bei den üblichen Selenzellen Bidwellscher Form. Es war daher von Wert, einmal durch genauere Messungen die bei derartigen Selenelementen vorhandenen Trägheitsverhältnisse festzustellen. Da jedoch die Uljaninschen Zellen nur sehr geringe Stromstärken ergeben, welche für oszillographische Aufnahmen nicht ausreichend sind, so wurde die von Reinganum[4]) vorgeschlagene Form des Selenelementes benutzt, bei welcher sowohl die aktive Selenelektrode wie auch die zweite Zuleitungselektrode sich in verdünnter schwefliger Säure (3,12 Proz.) befinden. Im einzelnen werde ich auf die von mir benutzten Anordnungen der Zellen in einer demnächst erscheinenden Arbeit ausführlicher eingehen. Hier mag nur erwähnt werden, daß ich in einem Schließungskreis von etwa 30 Ohm Widerstand bei Verwendung einer Hilfsspannung nach dem Reinganumschen Vorgang eine Stromänderung von etwa 1,5 Milliampere erzielen konnte, wenn der Faden einer Nernstlampe von 110 Volt, 1 Amp. auf der Oberfläche der Selenelektrode abgebildet wurde. Untersucht wurden zwei Arten von Selenzellen. Bei der einen war das Selen auf einem Platinblech, bei der anderen auf einer Kohleplatte als Selendampf in sehr dünner Schicht niedergeschlagen und dann sensibilisiert worden.

Im folgenden sollen kurz die Resultate, welche sich auf die Trägheitserscheinungen an derartigen Zellen beziehen, mitgeteilt werden.

Die drei Oszillogramme der Fig. 6 stellen die Trägheitskurve und das Verhalten der Platinzelle bei zwei verschieden schnell intermittierenden Belichtungen dar. Die Zeiten selbst sind aus den Angaben der Figur zu entnehmen.

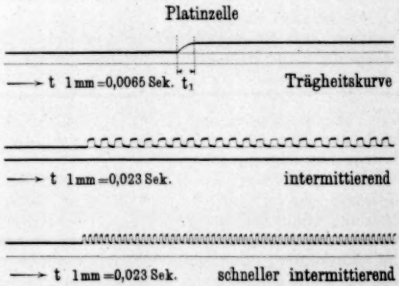


Fig. 6.

Die scheinbare Trägheit der Zelle bei Belichtung und Verdunkelung (t_1) ist lediglich dadurch hervorgerufen, daß die mechanische Vorrichtung, welche die Belichtung bewirkt, stets eine gewisse Zeit braucht, um sich voll zu öffnen. Bei meinen Versuchen verwendete ich eine rotierende Scheibe, welche ein rundes Loch enthielt, das vor einem feststehenden Schlitz vorbeilief. Die Zeit nun, welche vergeht, bis die Öffnung in der Scheibe voll vor dem Schlitz steht, konnte aus der bekannten Umdrehungszahl des Motors berechnet werden und stimmte mit der aus dem Oszillogramm ermittelten Zeit überein. Für Belichtung und Verdunkelung ist daher auch diese Zeit gleich. Nach vollem Einsetzen der Belichtung verläuft dann die Kurve parallel zur Abszissenachse, d. h. die Platinzelle besitzt keine meßbare Trägheit. Der gleiche Schluß muß auch aus den Aufnahmen bei intermittierender Belichtung gezogen werden. Man erhält nicht, wie bei dem Selen, eine Kletterkurve, sondern der Strom in der Zelle schwankt entsprechend den Belichtungsänderungen zwischen einem Maxi-

1) Fritts, Sill. Journ. (3) **26**, 465, 1883.
2) Uljanin, Wied. Ann. **34**, 241, 1888.
3) Vgl. Korn-Glatzel, Handbuch der Phototelegraphie und Telautographie, Verlag O. Nemnich, Leipzig 1911.
4) Reinganum, diese Zeitschr. **7**, 786, 1906; **8**, 293, 1907.

mal- und einem Minimalwert — dem Wert des Dauerstromes, hervorgerufen durch die angelegte Hilfsspannung — hin und her. Die Abrundung der Kurven an den Belichtungs- und Verdunkelungsstellen hat wiederum ihre Ursache in der nicht vollkommen momentan erfolgenden Belichtungsänderung. Bei schnellen Intermittenzen ist dieser Einfluß naturgemäß größer als bei langsamer Belichtungsänderung. Daß aber eine Platinzelle nicht unter allen Umständen trägheitslos arbeitet, ist aus dem Oszillogramm der Fig. 7 ersichtlich.

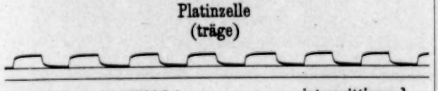


Fig. 7.

Bei dieser Zelle war die schweflige Säure bereits mehrere Tage alt und hatte infolgedessen ihre reduzierende Wirkung zum Teil verloren. Im einzelnen auf die Gründe dieser Erscheinung einzugehen, würde mich an dieser Stelle zu weit führen.

Im starken Gegensatz zu dem Verhalten der Platinzelle steht das der Kohlezelle, wie aus den in Fig. 8 dargestellten Oszillogrammen hervor-

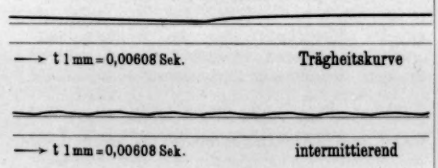


Fig. 8.

geht. Die Trägheit ist eine ziemlich hohe, so daß die schnellen Belichtungsänderungen nur sehr ungenau wiedergegeben werden. Sie hat weiterhin zur Folge, daß man auch bei Kohlezellen ein Klettern in der oben beschriebenen Weise beobachten kann.

Das interessanteste Resultat, welches sich bei diesen Versuchen ergab, ist jedenfalls, daß man in einem geeignet hergestellten Platin-Selenelement tatsächlich einen Apparat zur Verfügung hat, welcher praktisch trägheitslos arbeitet und gegenüber den ebenfalls trägheitslos sich verhaltenden lichtelektrischen Zellen den großen Vorzug besitzt, daß er verhältnismäßig starke Ströme zu liefern vermag. Infolgedessen wird ein derartiges Platin-Selenelement für viele Zwecke recht brauchbar sein. So konnten z. B. fernphotographische Übertragungen, zunächst allerdings über künstliche Leitungen von niedrigem Widerstand, ausgeführt werden, und zwar mit einem Kornschen Phototelegraphen unter Ersatz der Selenzelle durch ein Selenelement.

Ein Teil der Mittel für vorstehende Untersuchungen wurde mir von dem Kuratorium der Jagor-Stiftung zu Berlin zur Verfügung gestellt. Ich erlaube mir, auch an dieser Stelle meinem Dank hierfür Ausdruck zu geben.

Charlottenburg, Technische Hochschule, September 1911.

Aus der Abteilung für angewandte Mathematik und Physik, einschließlich Instrumentenkunde, Ingenieurwesen und Elektrotechnik:

H. Blasius (Berlin), Das Ähnlichkeitsgesetz bei Reibungsvorgängen.

1. Bei den Interpolationsformeln der Hydraulik, die die Druckverteilung in bewegtem Wasser betreffen, wählt man als Ansatz die Proportionalität der Druckhöhe $h = \frac{p}{\gamma}$ zur Geschwindigkeitshöhe $\frac{v^2}{2g}$:

$$h = c \cdot \frac{v^2}{2g}.$$

Die Kräfte werden dann proportional zu den vorkommenden Flächen F:

$$K = k \cdot \gamma F \frac{v^2}{2g}.$$

Die Bestimmung dieser Konstanten c und k erfolgt meist durch Eichung bzw. durch den Modellversuch. Hierbei ist nun zu beachten, daß c und k nur dann wirklich konstant sind — also für zwei Vorgänge denselben Wert annehmen —, wenn der Stromlinienverlauf bei beiden Vorgängen ähnlich ist. Bei Modellversuchen mit Schiffen z. B. ist dies nur der Fall, wenn die Geschwindigkeiten der verglichenen Vorgänge im Verhältnis der Wurzel aus dem Längenverhältnis der ähnlichen Körper stehen. Mit anderen Worten: der Koeffizient k ist Funktion von $\frac{v^2}{2gl}$ — vom Verhältnis der Geschwindigkeitshöhe zu irgendeiner Längengröße am Schiff bzw. Modell — geschrieben:

$$k = k\left(\frac{v^2}{2gl}\right).$$

Diese von Froude in die Praxis eingeführte Modellregel wird abgeleitet aus der Erwägung, daß die Beschleunigungen in der Wasserströmung bei den verglichenen Vorgängen gleiche Werte haben müssen, weil die Schwerebeschleu-

nigung bei beiden dieselbe ist. Die Aussage, daß der Koeffizient:

$$k = \frac{K}{\gamma F \frac{v^2}{2g}} \text{ Funktion von } \frac{v^2}{2gl}$$

ist, entspricht auch dem allgemeinen physikalischen Prinzip, daß schließlich nur Gleichungen zwischen dimensionslosen Größen, reinen Zahlen, auftreten können. Maßgebend für die Anzahl der „reinen Zahlen", die aus den vorkommenden Längen und Geschwindigkeiten gebildet werden können, sind die in den Grundgleichungen auftretenden Materialkonstanten und universellen Konstanten, in diesem Falle γ und g.

2. Das vorstehende bekannte Ähnlichkeitsgesetz gilt seiner Ableitung nach nur für Vorgänge, bei denen neben der Trägheit die Schwerkraft auftritt, es versagt, wenn es sich um Reibungsvorgänge handelt. Hier tritt z. B. die Schubspannung der laminaren Reibung:

$$\tau_{xy} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

als neue Kraft auf. Mit ihr natürlich auch Normalspannungen von ähnlichem Typus. Die neue Materialkonstante μ, statt deren man auch häufig den „kinematischen Reibungskoeffizienten" $\nu = \frac{g\mu}{\gamma}$ einführt, ist abhängig von der Temperatur. ν hat die Dimension $\frac{\text{Länge}^2}{\text{Zeit}}$, und ist bei 10° C: $\nu = 0{,}0131 \frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}$, bei 20° C: $\nu = 0{,}0101 \frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}$. Bei Vorgängen, bei denen die innere Reibung eine Rolle spielt, dagegen eine freie Oberfläche nicht auftritt, kann man nun das neue Ähnlichkeitsgesetz aufstellen, daß die Konstanten c und k der Druckhöhen bzw. Kräfte Funktionen von $\frac{vl}{\nu}$ sind, geschrieben:

$$k = k\left(\frac{vl}{\nu}\right),$$

wobei v und l die jeweils maßgebenden Geschwindigkeiten und Längen bedeuten. Dies Gesetz ist von Reynolds[1]) aus dem Vergleich der in den Grundgleichungen auftretenden Trägheits- und Reibungskräfte abgeleitet worden. Man bemerkt auch, daß $\frac{vl}{\nu}$ neben dem Koeffizienten k die einzige dimensionslose Größe ist, die sich aus den vorhandenen Materialkonstanten bilden läßt. Die universelle Konstante g kommt nicht vor, wenn keine freie Oberfläche vorhanden ist.

3. Vorgänge, bei denen dieses Gesetz in Kraft tritt, sind der Druckverlust in Röhren, die Oberflächenreibung an Platten, sowie die Drucke und Kräfte, die eingetauchte Körper in tiefem Wasser ohne freie Oberfläche erfahren. Letzteres trifft also besonders beim Widerstand von Ballonkörpern in Luft zu. Denn die Ausdehnung des „Kielwassers", die Lage seiner Ablösungsstelle[1]) und die Drucke in demselben sind nur bestimmt durch die Reibungskräfte und die Trägheit. Bei allen diesen Vorgängen sind die Koeffizienten der hydraulischen Formeln Funktionen der obengenannten Reynoldsschen Zahl $\frac{vl}{\nu}$. Schreibt man z. B. die Formel für den Druckverlust in Röhren (vom Durchmesser d)

$$h = \lambda \cdot \frac{l}{d} \cdot \frac{v^2}{2g},$$

so ist aus dem Ähnlichkeitsgesetz zu schließen daß λ Funktion von $\frac{vd}{\nu}$ ist.

4. Der Anwendungsbereich des Reynoldsschen Ähnlichkeitsgesetzes ist nach Absatz 3 ein sehr weiter; trotzdem ist dieses vor 30 Jahren aufgestellte Gesetz kaum in die Praxis eingedrungen, und die für λ aufgestellten und benutzten Interpolationsformeln entsprechen zum großen Teil nicht dem Gesetz, sind jedenfalls nicht unter bewußter Anwendung desselben aufgestellt. Es würde aber das Interpolationsgeschäft bedeutend vereinfachen und sicherer machen, wenn man λ von vornherein nur als Funktion der einen Veränderlichen $\frac{vd}{\nu}$ auftragen und interpolieren wollte, als wenn man, wie bisher, die Abhängigkeit von den zwei Veränderlichen, Durchmesser und Geschwindigkeit, und auch noch von der Temperatur zu behandeln hat. Dasselbe gilt von den anderen in Absatz 3 genannten Vorgängen.

5. Es war daher notwendig, die Gültigkeit des Gesetzes zunächst einmal experimentell sicherzustellen. Für glatte Rohre, gezogene Messing-, Kupfer- und Bleirohre sowie Glasrohre, habe ich mich unter Benutzung der Versuche von Saph-Schoder, Reynolds und Lang sowie eigener, an der Versuchsanstalt für Wasserbau und Schiffbau zu Berlin ausgeführter Versuche von seiner Gültigkeit überzeugt[2]). Über die Form der Ab-

1) Reynolds, Phil. Transact. of the Royal Soc. of London **174**, 935, 1883.

1) Nach der Prandtlschen Theorie. Vgl. Föppl, Technische Mechanik **6**, 371.

2) Ein ausführlicher Bericht über diese Untersuchungen wird später zugleich mit noch weiteren Versuchen in der Zeitschrift und den Forschungsheften des Vereins deutscher Ingenieure erscheinen.

hängigkeit $\lambda\left(\frac{vd}{\nu}\right)$ sagt das Reynoldssche Ähnlichkeitsgesetz nichts aus. Am besten erscheint mir hier eine Potenzformel:

$$\lambda = 0{,}316 \sqrt[4]{\frac{\nu}{vd}}.$$

Für rauhe Röhren bedarf das Gesetz einer Verallgemeinerung: λ wird Funktion von zwei Veränderlichen: von $\frac{vd}{\nu}$ und dem Verhältnis zwischen Rauhigkeit und Durchmesser. Für die Oberflächenreibung an glatten Platten, die in ihrer Ebene durchs Wasser gezogen werden, ergab die Auswertung der Versuche von Gebers[1]) ebenfalls eine Bestätigung des Gesetzes. Für den Widerstand von Drähten in Luft liegen Versuche aus der von Prof. Prandtl geleiteten Versuchsanstalt für Luftschiffahrt zu Göttingen vor[2]), die das Gesetz ebenfalls bestätigen.

6. Es ist danach kein Zweifel, daß die Einführung des Gesetzes in die Praxis notwendig ist. Die Aussage, daß die Koeffizienten Funktionen von $\frac{vd}{\nu}$ sind, liefert für Reibungsvorgänge die Ähnlichkeitsregel, daß der Modellversuch dann den richtigen Wert von c, k oder λ ergibt, wenn die Reynoldssche Zahl $\frac{vl}{\nu}$ bzw. $\frac{vd}{\nu}$ für Modell und Wirklichkeit denselben Wert hat, wenn also die Geschwindigkeiten im umgekehrten Verhältnis der Längen sich ändern: Sind die Abmessungen des Modells $^1/_{10}$ der Wirklichkeit, so muß man die Geschwindigkeiten beim Modell aufs Zehnfache der in Wirklichkeit vorhandenen Geschwindigkeiten steigern, während sie beim Studium von Schwerkraftsvorgängen im Verhältnis $^1/\sqrt{_{10}}$ herabgesetzt werden konnten. Diese Anforderungen, die der Modellversuch bei Reibungsvorgängen stellt, sind also ganz andere, als sie die Versuchsanstalten bisher gewöhnt sind, und es ist gerade deswegen äußerst wichtig, eindringlichst auf dieses Gesetz hinzuweisen. Da die Vorgänge in der Natur, um deren Darstellung im Modell es sich handelt, meist sehr große Abmessungen besitzen, so wird es sich stets um sehr große Reynoldssche Zahlen $\frac{vl}{\nu}$ handeln. Versuche in kleinerem Maßstabe haben also nur dann praktischen Wert, wenn die Messungen durch Steigerung der Geschwindigkeit bis zu hohen Reynoldsschen Zahlen hinaufgetrieben werden. Bei der Ausgestaltung der vorhandenen, sowie bei der Neueinrichtung etwa geplanter Versuchsanstalten muß dieser Gesichtspunkt berücksichtigt werden!

7. Das Auftreten von ν im Nenner der Zahl $\frac{vl}{\nu}$ weist darauf hin, die Werte von c, k, λ mit solchen Flüssigkeiten zu bestimmen, bei denen die Zähigkeit ν sehr kleine Werte hat, so daß man schon bei verhältnismäßig geringen v und l hohe Reynoldssche Zahlen erreicht. Diese Überlegung läßt es als vorteilhaft erscheinen, Modellversuche für Luftschiffe in Wasser vorzunehmen, da ν für Wasser nur $^1/_{10}$ bis $^1/_{20}$ von dem für Luft ist!

1) Gebers, Ein Beitrag zur experimentellen Ermittelung des Wasserwiderstandes gegen bewegte Körper. Verlag des Schiffbau. 1908.

2) Föppl, Zeitschr. f. Motorluftschiffahrt und Flugtechnik 1910, Heft 20.

H. Blasius (Berlin), Stromfunktionen für Flügel und Turbinenschaufeln.

1. Bei der Berechnung des Auftriebs, den gekrümmte Flügel in einer Flüssigkeitsströmung erfahren, kann man mit Hilfe des Impulssatzes nur aussagen, daß der Auftrieb der Dichte und dem Quadrat der Geschwindigkeit proportional ist. Die Berechnung dieses Proportionalitätsfaktors in seiner Abhängigkeit von der Wölbungshöhe sowie die Bestimmung der Neigung der Eintritts- und Austrittstangente erfordert die Herstellung des vollständigen Ausdruckes für die Geschwindigkeitsverteilung. Ebenso führt in der Turbinentheorie der Impulssatz nur zur Eulerschen Formel, nach der sich die Kraft berechnen läßt unter der Annahme, daß die eintretende und austretende Strömung in parallelen Fäden fließt. Dies ist aber bei endlichem Schaufelabstand erst im Unendlichen der Fall. Die Neigung der Eintrittstangente der Schaufel selbst dagegen ist steiler als die Stromrichtung im Unendlichen, während die Stromlinien zwischen den Schaufeln in flacherem Bogen fließen. Die Berechnung der Unterschiede dieser Neigungen und ihrer Beziehungen zur Wölbung und zum Abstand der Schaufeln erfordert auch hier die Herstellung der Stromfunktionen für die Geschwindigkeitsverteilung.

2. Zur Ausführung dieser Aufgabe ist die Bemerkung wichtig, daß der Auftrieb mit einer Zirkulation $(2\pi c)$ um Flügel bzw. Turbinenschaufel verbunden ist. Die Ableitung dieser Beziehung findet sich in der unten aufgeführten Literatur[1]). Unter diesem Gesichtspunkt sind von Kutta, Joukowsky und von mir eine

1) Kutta, Illustr. aeronaut. Mitteilungen 1902; Münchener Berichte 1910 u. 1911; Joukowsky, Zeitschr. f. Flugtechnik u. Motorluftschiffahrt 1910; Blasius, Zeitschr. f. Mathematik u. Physik **58**, 43 u. 225.

Reihe von Stromfunktionen für Flügel hergestellt worden. Für die Strömung durch Turbinenschaufeln haben Prášil, Lorenz und v. Mises[1]) einige Strömungen angegeben für den Fall unendlich dichter Schaufelstellung, die also über die obigen Fragen noch keinen Aufschluß liefern.

3. Ich habe mich, abweichend von den Vorgängern, bei der Berechnung solcher Stromfunktionen von Betrachtungen über die bei solchen Funktionen auftretenden Singularitäten leiten lassen. Außer dem obengenannten Gedanken der Zirkulation muß da noch bemerkt werden, daß die auftretenden Funktionen an den Flügel- bzw. Schaufelkanten verzweigt sein müssen. Es handelt sich also um mehrwertige Funktionsausdrücke, von denen ein Zweig den physikalischen Vorgang darstellt, während man durch die Schaufeln, welche Verzweigungsschnitte darstellen, zu den analytischen Fortsetzungen gelangt. Die Zirkulation um die Flügel bzw. Schaufeln läßt auf das Auftreten logarithmischer Singularitäten des Potentials und der Stromfunktion in den nichtphysikalischen Blättern der Riemannschen Fläche schließen. Die Geschwindigkeitsverteilung $u - i v$ hat demnach einen oder mehrere Pole in der analytischen Fortsetzung.

4. Diese Betrachtung über die charakteristischen Singularitäten legt bei zweidimensionalen Strömungen den funktionentheoretischen Gedanken nahe, daß durch die Kenntnis der Singularitäten die Funktion bis auf eine Konstante eindeutig bestimmt ist. Aus möglichst einfachen Annahmen über die Zahl und Lage der Singularitäten wird man also die einfachsten Ausdrücke für derartige Strömungen herstellen können. Man verzichtet dabei allerdings darauf, die Form des Flügels vorzugeben, diese muß vielmehr erst aus der Stromfunktion errechnet werden. Andererseits aber ist man in der Lage, durch Hinzunahme weiterer Singularitäten die Strömung in mannigfaltiger Weise zu variieren und sich so den gewünschten Formen beliebig anzupassen.

5. In meiner oben genannten Arbeit habe ich für einen Flügel als einfachsten Ausdruck für die Geschwindigkeitsverteilung die Funktion:

$$w = a + 2 c i (z + \sqrt{z^2 - 1})$$

aufgestellt, wobei $z = x + i y$ die Ebene der Koordinaten ist; $w = u - i v$ stellt die beiden Komponenten der Geschwindigkeit dar. Diese Funktion hat Verzweigungspunkte bei $z = +1$, nimmt im Unendlichen des einen Blattes, in welchem sich die $\sqrt{z^2 - 1}$ wie $-z$ verhält, den Wert a an und ist in diesem „physikalischen" Blatt regulär. $2\pi c$ ist der Wert der Zirkulation. Im Unendlichen des zweiten Blattes

$$(\sqrt{z^2 - 1} \infty + z)$$

liegt ein einfacher Pol. Im komplexen Potential $\chi = \varphi + i \psi$, das als $\int w \cdot dz$ auszurechnen ist, tritt die geforderte logarithmische Singularität auf.

6. Weiterhin sind in der genannten Arbeit Funktionen mit anderer Lage des Poles im zweiten Blatt aufgebaut, welche Strömungen um Flächen von endlicher Dicke, sowie um unsymmetrische Flächen darstellen. Bezeichnet man den für die Singularitäten wesentlichen Anteil obiger Funktion mit

$$\tau = i (z + \sqrt{z^2 - 1}),$$

so lassen sich diese allgemeineren Ausdrücke aufbauen als gebrochen-lineare Funktionen von τ:

$$w = a - i b + 2 c \tau_0 \cdot \frac{\tau}{\tau_0 - \tau},$$

wobei τ_0 den Wert von τ an der Stelle des Poles bedeutet. Die Richtung b/a im Unendlichen bleibt natürlich nicht willkürlich, denn da keine Singularität im vorderen Verzweigungspunkte liegt, so wird nur der Fall des stoßfreien Eintritts dargestellt. Weitere Verallgemeinerungen sind im letzten Absatz der betreffenden Abhandlung angedeutet.

7. Um zu Ausdrücken für die Strömung durch Turbinenschaufeln[1]) zu gelangen, muß man die z-Ebene des vorigen Absatzes abbilden auf einen Streifen einer neuen Ebene

$$(\zeta = \xi + i \eta).$$

Es geschieht dies durch die bekannte Abbildung:

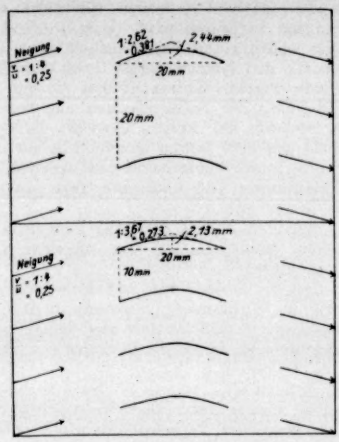
$$\frac{z - q}{p - z} = e^{i\vartheta} \quad \text{oder} \quad z = \frac{p e^{i\vartheta} + q}{e^{i\vartheta} + 1},$$

wobei p, q, ϑ verfügbare Parameter sind. In der ζ-Ebene erscheinen dann unendlich viele Paare von Verzweigungspunkten, zwischen denen sich die Profile der Schaufeln erstrecken. Länge und Abstand hängen von den Parametern ab. Die obige Funktion $w(z)$ erhält als periodische Funktion von ζ im zweiten Blatt dieser ζ-Ebene unendlich viele Pole. Die Lage derselben bestimmt das Schaufelprofil, und es lassen sich Schaufeln von endlicher Dicke unsymmetrische Profile und schiefe Lage darstellen. Das komplexe Potential $\chi = \int w \cdot d\zeta$ ist neu zu integrieren.

8. In nebenstehender Figur sind als Beispiel zwei symmetrische Profile gegenübergestellt, bei denen das Verhältnis von Abstand zu Schaufellänge $= 1$ bzw. $= 1/2$ ist. Die Schaufellänge ist beide Male 20 mm, die Stromrichtung im Unendlichen $\frac{v}{u} = \frac{1}{4}$. Die Parameterwerte sind

1) Prášil, Schweizerische Bauzeitung **41**, 207, 1903; **48**, 277, 1906; Lorenz, Neue Theorie und Berechnung der Kreiselräder. München, Verlag Oldenbourg; v. Mises, Zeitschr. f. Mathematik u. Physik **57**, 1, 1909.

1) Eine ausführliche Darstellung wird in der Zeitschrift für Mathematik und Physik erscheinen.



$p = 1{,}090 = -q$; $\vartheta = 3{,}18$ mm; $\frac{c}{a} = 0{,}191$ im ersten, $p = 1{,}0037 = -q$; $\vartheta = 1{,}59$ mm; $\frac{c}{a} = 0{,}136$ im zweiten Falle. Die Neigung der Eintritts- und Austrittstangenten ist im ersten Falle bedeutend größer als die Stromneigung im Unendlichen. Die Wölbung ist im ersten Falle höher, im zweiten dagegen schärfer. Übrigens sind die Angaben über die Wölbung nur aus einer angenäherten Formel berechnet und daher nicht zuverlässig.

9. Von diesen Serien paralleler Schaufelreihen in der ζ-Ebene, die als Abwicklung von Axialturbinen angesehen werden können, kann man zur Darstellung von Strömungen durch Radialturbinen von bestimmter Schaufelzahl n übergehen, indem man in das komplexe Potential $\chi(\zeta)$ die neuen Koordinaten $Z = \Xi + i H$ durch:

$$Z = \Theta \cdot \zeta^{\frac{\pi}{n}\sigma}$$

einführt. Im Nullpunkt der Z-Ebene liegt dann eine Quelle, und n-Schaufeln liegen unter gleichen Winkeln $2\pi/n$ um den Nullpunkt herum. Die Konstante Θ bestimmt nur den Maßstab der Figur. Form und Länge der Schaufeln sind abhängig von den Parametern p und q sowie c/a, die in der ursprünglichen Funktion w stecken bzw. durch die Abbildung auf die ζ-Ebene hineingekommen sind. Die Relativbewegung in bezug auf ein rotierendes Schaufelsystem kann man darstellen, indem man die Stromfunktion der gleichförmigen Rotation $\psi_r = \frac{\omega}{2}(\Xi^2 + H^2)$ addiert. Die Form der Schaufelprofile wird dadurch natürlich beeinflußt.

10. Bei allen diesen Ansätzen handelt es sich allerdings zunächst nur um zweidimensionale Strömungen durch leitradlose Turbinen oder Pumpen, bei denen Reibung und Wirbelablösung nicht berücksichtigt sind. Immerhin scheint mir die Methode des Ansatzes geeigneter Singularitäten noch weitere Resultate zu versprechen. Es läßt sich z. B. der Fall der Strahlbildung einigermaßen durch komplexes c darstellen.

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Bericht über die Versammlung der British Association for the Advancement of Science zu Portsmouth, 30. Aug. bis 6. Sept. 1911.

Von J. Robinson.

H. H. Turner, Die charakteristischen Züge der beobachtenden Naturwissenschaften.

Einer der hervortretenden Züge in der Geschichte der Naturwissenschaften ist die Tatsache, daß großen Fortschritten oftmals die Hypothesen den Weg gewiesen haben, und zwar so häufig, daß gewisse ausgezeichnete Männer der Ansicht gewesen sind, dies sei die einzige Methode für einen Fortschritt, und es sei nutzlos, Tatsachen zusammenzutragen, sofern es sich dabei nicht um die Prüfung irgendeiner Theorie handelt. Im Jahre 1886 sprach sich Sir G. H. Darwin vor der British Association folgendermaßen aus:

„Ein reiner Katalog von Tatsachen, mag er auch noch so gut geordnet sein, hat niemals zu irgendwelcher bedeutenden wissenschaftlichen Verallgemeinerung geführt. Auf allen Gebieten nämlich sind die Tatsachen so zahlreich und so vielseitig, daß sie uns nur dann zu einer Schlußfolgerung führen, wenn sie von dem Lichte irgendeines führenden Gedankens geleitet werden. Eine Theorie ist somit eine Notwendigkeit für den Fortschritt der Naturwissenschaften, und wir können sie als den Zweig eines lebenden Baumes ansehen, dessen Nahrung Tatsachen sind."

Charles Darwin und de Morgan waren derselben Ansicht. Nach ihnen müßte man

meinen, daß die bloße Beobachtung rein mechanisch sei und an und für sich zu nichts führe. Ein paar Beispiele werden dartun, daß ausgezeichnete Fortschritte durch bloße Beobachtung ohne die Hilfe der Hypothese gemacht worden sind.

1. M. Teisserenc de Bort ließ Ballons steigen, um die Temperatur der Atmosphäre in verschiedenen Höhen zu messen, und entdeckte so die isotherme Schicht.

2. Sir William Huggins leitete die Bestimmung der Geschwindigkeiten der Himmelskörper in der Sehlinie mit Hilfe der Spektroskopie in die Wege. W. M. Campbell empfand in seiner Stellung als Direktor der Licksternwarte, daß es wünschenswert sei, die Geschwindigkeit in der Sehlinie für möglichst viele Sterne zu messen, und glaubte, das Ergebnis würde irgendwie dem Fortschritte der Naturwissenschaften zugute kommen. Er hat bis jetzt eine große Menge Beobachtungsmaterial gesammelt und läßt dies jetzt seine eigene Geschichte erzählen. Wenn man die Sterne nach ihrem Spektraltypus in Klassen ordnet, so unterscheiden sich ihre durchschnittlichen Geschwindigkeiten; und wenn man die Spektraltypen in der besonderen Weise ordnet, die wir aus ganz unabhängigen Gründen für die Reihenfolge der Entwicklung der Sterne halten, so findet man ein stetiges Anwachsen der Geschwindigkeiten, das heißt, je älter ein Stern ist, um so rascher bewegt er sich.

Für die Behandlung der großen Menge meteorologischen Beobachtungsmaterials hat Prof. Schuster 1902 eine Methode vorgeschlagen. Betrachten wir die Aufzeichnung irgendeines meteorologischen Elements, wie etwa Temperatur oder Regen. Wenn wir diese Aufzeichnungen in üblicher Weise in die Form eines Diagramms bringen, so erhalten wir eine gewellte Linie. Der Anblick dieser komplizierten Gebilde ist beinahe lähmend, zumal für den, der das Problem auf andere Weise angreifen wollte und durch die nachdrückliche Versicherung abgeschreckt worden ist, daß es nutzlos sei, dies ohne das Rüstzeug irgendwelcher leitenden Hypothesen zu tun. Die meisten offensichtlichen Hypothesen sind natürlich versucht worden, und die Mehrzahl von ihnen hat versagt. Prof. Schuster verdanken wir den Rat von vitaler Bedeutung, die Hypothese beiseite zu lassen und die Aufzeichnungen vollständig zu analysieren. Die Arbeit ist natürlich groß, denn es ist eine fast unendliche Reihe von Möglichkeiten zu prüfen. Haben wir beispielsweise Aufzeichnungen über den Regenfall von 90 Jahren, so müssen wir eine Periode von 9 Jahren versuchen, eine solche von 10 Jahren usw.

Wir wollen einen Blick auf ein paar Beispiele für den Nutzen dieser Schusterschen Methode werfen. Schuster hat sie auf die Beobachtung der Sonnenflecken angewendet. Man ist lange der Ansicht gewesen, daß eine Periode von $11^1/_8$ Jahren den Sachverhalt darstelle. Schuster unternahm eine Analyse des Periodogramms und entdeckte zwei gänzlich neue Tatsachen:

1. daß noch andere deutliche Periodizitäten bestehen, nämlich solche von ungefähr 4, 8 und 14 Jahren;

2. daß die Periode von 11 Jahren nicht beständig in Wirksamkeit gewesen ist, daß sie vielmehr im 18. Jahrhundert viel weniger ausgeprägt gewesen ist als die Perioden von 8 und von 14 Jahren.

Es scheint eine weitere höchst interessante Tatsache daraus hervorzugehen, nämlich die, daß mehrere der Periodizitäten Unterschwingungen einer größeren Periode von etwa 33 Jahren oder darüber sind, und daß es sehr wohl möglich ist, daß sich schließlich ein Zusammenhang mit dem Meteorschwarm der Leoniden wird herstellen lassen, der mit dieser Periode umläuft.

Ein weiteres Beispiel für den Nutzen dieser Methode ist die Anwendung auf den Regenfall an Beobachtungsstationen. Schuster und Turner scheinen Perioden von 600 Tagen und von 150 Tagen für Greenwich und von 594 Tagen und $148^1/_2$ Tagen für Padua gefunden zu haben, also für jede Station zwei Perioden, bei denen jedesmal das Verhältnis 4:1 beibehalten ist.

Redner erwähnte ferner andere Methoden zur Analyse von Beobachtungsmaterial. Die Methode von Karl Pearson ist einigermaßen von der Methode der kleinsten Quadrate abhängig.

Für gründliche Untersuchungen ist auch der Plan zu empfehlen, dem der amerikanische Geologe Prof. T. C. Chamberlin in seiner Arbeit „The method of Multiple Working Hypothesis" das Wort geredet hat.

H. H. Turner, Bemerkung über das Periodogramm der Erdbebenfrequenz von sieben Jahren bis zu zwanzig Jahren.

Professor Turner hat die von Schuster angegebene Methode zur Analyse von Beobachtungen (siehe die vorstehende Ansprache an die Abteilung) auf Erdbeben angewandt. Das wurde durch die Veröffentlichung des „Catalogue of Large Earthquakes" von Professor Milne ermöglicht. Unter Anwendung der Schuster-

schen Methode vermochte Professor Turner nicht zu finden, daß irgendeine Periodizität im Auftreten von Erdbeben zwischen 7 Jahren und 20 Jahren vorliegt.

J. W. Nicholson, Über die Atomstruktur der Elemente mit theoretischen Bestimmungen ihrer Atomgewichte.

Diese Arbeit lehrt, daß es möglich ist, eine mathematisch genaue Darstellung der Struktur der Atome aller einfacheren Elemente zu erhalten. Diese Darstellung bringt die Elemente als Verbindungen von vier Elementen oder „Protylen" in einfachen Verhältnissen zum Ausdruck. Die Theorie gründet sich auf die Auffassung, daß positive Elektrizität in Volumenverteilung von gleichmäßiger Dichte existiert. Die träge Masse des Atoms wird als die Summe der trägen Massen der positiven und negativen Ladungen angesehen, von denen die letzteren von niedrigerer Größenordnung sind.

Die vier Elementaratome oder Protyle werden mit vier Elementarsubstanzen identifiziert. Als das Atom mit zwei Elektronen wird „Coronium" angesehen, das Gas, das leichter ist als Wasserstoff, und das sich in der Sonnenkorona findet. Das Atom mit drei Elektronen ist Wasserstoff. In dem Atom mit vier Elektronen, das einstweilen mit „Nebulium" identifiziert wird, wird die Grundlage der am wenigsten entwickelten Nebel vermutet. Das Atom mit fünf Elektronen, das leichter ist als Helium, würde im chemischen Sinne sehr aktiv sein und ist „Protofluorin" genannt worden.

Es ist möglich, alle Atomgewichte durch Gruppierung dreier dieser „Protyle" aufzubauen. Helium erscheint als die einfachste chemische Verbindung und besteht aus einem Atom „Nebulium" und einem Atom „Protofluorin". Auf Grund dieser Theorie läßt sich beweisen, wieso das Gas inert sein muß. Eine auffallende Bestätigung der Theorie findet sich in dem Auftreten des Heliums unmittelbar nach den drei hellen Linien in den entwickelteren Nebeln.

Einige Beispiele der Berechnung der Atomgewichte sind folgende:

Bezeichnet man die „Protyle" mit Cn, H, Nu, Pf, so sind die Atomgewichte:

$$Cn = 0{,}5128$$
$$H = 1{,}008$$
$$Nu = 1{,}6281$$
$$Pf = 2{,}3615$$

und:

Element	Formel	Atomgewicht berechnet	Atomgewicht beobachtet oder vorausgesagt
Helium	$He = Nu\,Pf$	3,99	3,99
Argon	$5\,He$	39,88	39,88
Krypton	$5\{Nu_4(PfH_3)\}$	83,0	82,9
Xenon	$5\{He_4(PfH_3)\}$	130,29	130,2
Ra-Emanation	$2\{3He_4(PfH_3)\cdot 2Nu_4(PfH_3)\}$	222,8	222,4
Neon	$2(PfH)_3$	20.21	20,2

Diskussion über das Relativitätsprinzip.

Herr E. Cunningham: Die Gesetze der Newtonschen Dynamik fordern zwar ein absolutes Bezugssystem, in bezug auf welches Geschwindigkeiten gemessen werden; sie sind aber gleichfalls für jedes beliebige andere Bezugssystem befriedigt, das sich gegen das erstere mit einer gleichförmigen Translationsgeschwindigkeit bewegt. Trotz des Umstandes, daß sie für zwei Systeme, deren relative Bewegung nicht gleichförmig ist, nicht gilt, ist diese begrenzte Relativität häufig mit einem philosophischen Diktum über die Relativität aller Lagen verknüpft worden. Das Entstehen des Ätherbegriffes hat diese Tendenz für einige Zeit beiseite gesetzt, aber die Entdeckung, daß es möglich sei, die Gleichungen der neuen Theorie so zu deuten, daß ihre Form für zwei in gleichförmiger relativer Bewegung begriffene Bezugssysteme dieselbe ist, hat diese Assoziation neu belebt und viele zur Annahme der Relativität als einer Arbeitshypothese geführt.

Innerhalb des Erscheinungsgebietes, in welchem die einzigen bestimmenden Gesetze die der Elektronentheorie sind — eine Beschränkung, in der enthalten ist, daß Raum und Zeit mit Instrumenten gemessen werden, die ihrerseits dieser Theorie gemäß zusammengesetzt sind —, wird die Relativitätshypothese eine mathematisch beweisbare Tatsache in dem Sinne, daß wir nicht imstande sind, ein einzelnes Bezugssystem auszuwählen und zu sagen, dies sei das einzige, für welches jene Gesetze gelten. Wenn wir irgendein solches System finden können, dann erfüllt jedes beliebige derartige System, das sich relativ zu ihm gleichförmig bewegt, dieselbe Anforderung.

Wenn die Elektronentheorie nicht als Grundlage angenommen wird, so wird das Relativitätsprinzip eine Arbeitshypothese, die durch eine gewisse Menge experimentellen Beweismaterials gestützt wird, und die zwar imstande ist, zwischen angegebenen physikalischen Gesetzen zu entscheiden, aber sie nicht eindeutig vorauszusagen vermag. Wenn man bei-

spielsweise irgendein beliebiges System von Beziehungen zwischen der elektrischen und der magnetischen Kraft und zwischen der elektrischen und der magnetischen Polarisation an einem in der Materie ruhenden Punkte annimmt, so lassen sich entsprechende Beziehungen für dieselbe Materie im Zustande der Bewegung bilden, die mit dem Relativitätsprinzip im Einklange stehen.

Im Vordergrunde der Erörterung des Prinzips steht die Transformation zwischen Raum und Zeit:

$$\left.\begin{aligned} x' &= \beta(x - vt), \\ y' &= y, \\ z' &= z, \\ t' &= \beta(t - vxc'). \end{aligned}\right\} \qquad (I)$$

Diese Transformation enthält keinerlei metaphysisches Argument über die Natur der Zeit. Sie sagt einfach aus, daß, wenn ein Beobachter O die Bewegung der Punkte eines Systems durch eine Reihe von Beziehungen beschreibt, welche die Raumkoordinaten (x, y, z) mit der Zeitvariabeln t verbinden, und wenn man diese Beziehungen algebraisch in solche verwandelt, die (x', y', z') mit t' verbinden, daß dann, falls man durch diese neuen Beziehungen ein bewegtes System abbildet und (x', y', z') als Raumkoordinaten und t' als Zeitvariable wählt, die Bewegung des neuen Systems von denselben allgemeinen Gesetzen beherrscht wird wie die des ersten, so daß im Lichte dieser Gesetze allein weder (x, y, z, t) noch $(x', y', z' t')$ als Maßsystem zu bevorzugen ist.

Aus den Beziehungen (I) können wir Beziehungen gewinnen, welche die Geschwindigkeiten und Beschleunigungen eines bewegten Punktes in den beiden Maßsystemen miteinander verbinden. Angenommen, zwei kleine Teilchen A und B beeinflussen sich gegenseitig in der Weise, daß die erzeugten Beschleunigungen gegebene Funktionen ihrer durch (x, y, z, t) gemessenen Lagen und Geschwindigkeiten zur gleichen Zeit sind, also:

$$f_A = F_A(P_A, P_B, v_A, v_B),$$
$$f_B = F_B(P_A, P_B, v_A, v_B).$$

Nach dem Relativitätsprinzip müssen diese Gleichungen mit

$$f'_A = F_A(P'_A, P'_B, v'_A, v'_B),$$
$$f'_B = F_B(P'_A, P'_B, v'_A, v'_B)$$

identisch sein.

In der Newtonschen Dynamik ist $f_A : f_B$ eine konstante Skalargröße, die von P_A, P_B, v_A, v_B unabhängig ist: die „Hypothese des konstanten Massenverhältnisses". Diese Hypothese ist mit der obigen Forderung unvereinbar, so daß der Ausdruck „Masse" seine Bedeutung als Konstante des Körpers verliert.

Es ist jedoch möglich, unendlich viele Formen der Funktionen F_A, F_B zu finden, welche die Forderung erfüllen und sich für $v_A = v_B = 0$ auf gegebene Funktionen von P_A, P_B reduzieren. Zwei solche Formen sind für den Fall der Beschleunigung der Erde gegen die Sonne diskutiert worden mit dem Schlusse, daß die Modifikationen, die an dem Newtonschen Gesetz vorgenommen werden müssen, um das Relativitätsprinzip aufrecht zu erhalten, daß diese Modifikationen zu Abweichungen in den Planetenbewegungen von den seitens der bestehenden Theorie vorausgesagten führen, die zurzeit außerhalb der Reichweite der Beobachtung liegen.

Herr W. F. G. Swann erörterte die Frage, inwiefern die aus der Transformation der elektromagnetischen Gleichungen abgeleiteten Ergebnisse eine Grundlage bilden für die Erklärung der Kontraktion der Dimensionen, die ein Stück Materie erfährt, wenn es in Bewegung gesetzt wird, sowie für die Erklärung der Veränderungen der relativen Phasen und Perioden der verschiedenen Elektronenbewegungen, die das Relativitätsprinzip fordert. Sir Joseph Larmor bemerkt in seinem Werke „Aether and Matter", daß, wenn man das Elektron als einen singulären Punkt im Äther annimmt, die elektromagnetischen Gleichungen für freien Äther zur Bestimmung der Bewegungen der singulären Punkte für alle Zeiten ausreichen, wenn in einem Augenblicke das vollständige Feld gegeben ist.

Die Transformation führt zu dem Ergebnis, daß, wenn S ein System ist, das als Ganzes in Ruhe ist, und dessen spontane Veränderungen durch das Schema bestimmt sind, daß dann irgendein anderes System S' existieren kann (wenigstens, soweit es dem elektromagnetischen Schema genügt), das sich parallel zur x-Achse mit der Geschwindigkeit v bewegt und zu dem System S folgendermaßen in Beziehung steht:

Wenn f_1, g_1, h_1, a_1, b_1, c_1 die Ätherverschiebungen und magnetischen Vektoren von S als Funktionen von (x_1, y_1, z_1, t_1) sind (wo x_1, y_1, z_1 auf einen festen Anfangspunkt bezogen sind), und wenn (f, g, h, a, b, c) sich auf das bewegte System beziehen, so sind

$$f,\ \varepsilon^{1/2}\left(g - \frac{v}{4\pi}\frac{c}{C^2}\right), \qquad \varepsilon^{1/2}\left(h + \frac{v}{4\pi}\frac{b}{C^2}\right),$$
$$a,\ \varepsilon^{1/2}(b + 4\pi v h), \qquad \varepsilon^{1/2}(c - 4\pi v g),$$

dieselben Funktionen von

$$\varepsilon^{1/2}x,\ y,\ z \quad \text{und} \quad \left(\varepsilon^{1/2}t - \varepsilon^{1/2}\frac{v\,x}{C^2}\right)$$

wie

$$f_1,\ g_1,\ h_1,\ a_1,\ b_1,\ c_1$$

von

$$x_1,\ y_1,\ z_1,\ t_1.$$

Hier sind x, y, z auf den bewegten Anfangspunkt bezogene Koordinaten, ferner

$$\varepsilon^{-1} = \left(1 - \frac{v^2}{C^2}\right)$$

und

C = Lichtgeschwindigkeit.

Der Schluß, der hieraus in „Aether and Matter" gezogen wird, ist der, daß S' das System ist, zu dem S wird, wenn man es in Bewegung versetzt.

Herr Swann zeigte, daß es keineswegs genügt, darzutun, daß ein System seine spontanen Änderungen im Einklange mit dem elektromagnetischen Schema erfährt, um darzutun, daß es ein existenzfähiges System ist, denn man kann sich Systeme denken, die zwar mit dem elektromagnetischen Schema in Einklang stehen, aber in Wirklichkeit keine Existenzmöglichkeit besitzen. Hierfür wurde ein Beispiel gegeben. Wenn die Felder, die von zwei sich parallel zueinander mit derselben Geschwindigkeit bewegenden Elektronen herrühren, superponiert werden, so erhält man ein resultierendes Feld, das dem elektromagnetischen Schema genügt, das aber natürlich nicht existieren kann, weil die Elektronen sich gegenseitig abstoßen würden. Die Erklärung für die anscheinende Absurdität findet sich in dem Umstande, daß man die Elektronen und ihre Felder nicht mit Hilfe elektromagnetischer Operationen aus irgendwelchem tatsächlich bestehenden Zustande in den angegebenen versetzen kann. Um es allgemeiner zu fassen, nehmen wir an, wir beschließen, das elektromagnetische Schema als vollständige Grundlage für die Erklärung aller Dinge anzunehmen, und nehmen weiter an, es wäre uns das Feld an jedem Punkte des Weltalls in irgendeinem Augenblick gegeben. Die elektromagnetischen Gleichungen sind absolut ausreichend, um uns die zukünftige und vergangene Geschichte des Weltalls zu erzählen, und von allen denkbaren Systemen, welche dem elektromagnetischen Schema genügen, sind nur solche existenzfähig, die sich aus dem tatsächlich existierenden Weltall entwickeln können. Das tatsächliche Universum verdankt einige seiner Eigenschaften dem Umstande, daß seine spontanen Veränderungen im Einklang mit dem elektromagnetischen Schema erfolgen, und andere verdankt es der Individualität des besonderen Systems, das zu Anbeginn in Gang gesetzt wurde. Da wir das Feld in jedem Teile des Universums in irgendeinem Augenblick nicht kennen können, werden wir dazu getrieben, gewisse „Hilfsgesetze" zu formulieren, beispielsweise die gewöhnlichen „Gesetze der Dynamik", welche den Begriff zwischen den singulären Punkten wirkender Kräfte enthalten; die Aufgabe solcher Gesetze besteht darin, die Gesamtzahl möglicher Systeme, die das Schema befriedigen, einzuschränken.

Betrachten wir wieder S und S'. Obgleich S' mit dem elektromagnetischen Schema verträglich ist, so ist es nicht der einzige Faktor zur Bestimmung, ob es das System ist, das sich tatsächlich aus S entwickelt hat. Wenn wir die Hilfsgesetze in Gestalt dynamischer Betrachtungen auf das System S' anwenden, so finden wir, daß dieses System nicht mit ihnen in Einklang steht, und tatsächlich sind die einzigen Gesetze, mit denen S' in Einklang steht, die aus dem Relativitätsprinzip selbst abgeleiteten. Mit anderen Worten: Die Wirkungen, die nach den Forderungen des Relativitätsprinzips an einem Stück Materie hervorgebracht werden müssen, wenn es in Bewegung versetzt wird, sind nur durch die Postulierung des Relativitätsprinzips selbst zu verwirklichen.

Herr Lewis (Massachusetts) stellte fest, daß vor der Zeit der Relativität Tatsachen bestanden, die durch die Newtonsche Mechanik nicht erklärt wurden. Beispielsweise führten die Maxwellschen Gesetze zum „Lichtdruck", der eine gewisse Modifikation der Newtonschen Mechanik hätte herbeiführen müssen. Infolge dieses vom Lichte ausgeübten Druckes gelangte man entweder zu einer direkten Negierung des Newtonschen Gesetzes, oder man mußte annehmen, daß das Licht Masse hat. Nehmen wir also an, eine Lampe von der Masse m_1 sende eine Sekunde lang Licht aus. Die Lampe wird ein wenig zurückgestoßen, und somit wird der Schwerpunkt verändert, wenn wir nur die Lampe allein betrachten. Betrachten wir den Schwerpunkt als feststehend, dann muß die ausgesandte Strahlung Masse besitzen. Die Masse dieser Strahlung sei m, dann ist:

$$m_1 v = mc,$$

wo

v = Geschwindigkeit, mit der die Lampe zurückgestoßen wird,

c = Lichtgeschwindigkeit

ist. Es ist aber:

$$m_1 v = mc = \frac{E}{c},$$

wo

E = sekundlich ausgesandte Energiemenge

ist. Folglich ist:

$$m = \frac{E}{c^2},$$

und das ergibt einen Ausdruck für die Masse der Strahlung. Damit die Newtonschen Gesetze gelten, müssen wir also die Begriffe „Masse" und „Energie" als eins ansehen.

Herr Lewis ging nun dazu über, zu zeigen, wie man die Beziehung zwischen den Massen m und m_0 eines Körpers in Bewegung und in Ruhe leicht erhalten kann. Ein in Bewegung begriffener Körper hat eine größere Masse, als wenn er in Ruhe ist. Für diesen Körper gilt:

$$\frac{dE}{dM} = v,$$

oder:

$$\frac{d(mc^2)}{d(mv)} = v,$$

wo:

M = Bewegungsgröße = mv,
E = mc^2,
c = Lichtgeschwindigkeit,
v = Geschwindigkeit des Körpers

ist.

Durch Integration dieser Gleichung erhalten wir:

$$m = m_0 \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}},$$

wo

$$\beta = \frac{v}{c}$$

ist.

An der Diskussion beteiligten sich weiter die Herren Zeeman (Amsterdam), Bateman, Love, Mac Greggor und Burton.

W. H. Bragg, Korpuskularstrahlen.

Wir bezeichnen einen Strahl als korpuskular, wenn die Energie, deren Träger der Strahl ist, nicht über ein weiteres Gebiet verteilt ist als das seiner Bewegung. In diesem Sinne sind α- und β-Strahlen korpuskular, Schallwellen und Ätherwellen nicht. Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, einiges Material zugunsten der Ansicht beizubringen, daß Röntgenstrahlen und γ-Strahlen ebenfalls korpuskular sind.

Röntgenstrahlen und γ-Strahlen haben dieselbe Natur. Sie zeigen keine Brechung, keine Interferenz, wohl aber Polarisation. Herr Bragg fragt nun, ob sie Phosphoreszenz oder Ionisation hervorbringen können, denn der Röntgenstrahl erzeugt bei seinem Durchgange durch ein Gas einen β-Strahl, der für die Phosphoreszenz und Ionisation aufkommen kann. Aus diesen Erscheinungen dürfen wir aus diesem Grunde nicht viel Aufschluß über die Natur des Röntgenstrahles zu erhalten hoffen, und wir wollen deshalb unser Augenmerk ganz der Bildung des β-Strahles beim Auftreffen eines Röntgenstrahles auf ein Metall zuwenden.

Ein Röntgenstrahl und ein Atom erzeugen zusammen einen β-Strahl. Die Geschwindigkeit des β-Strahles hängt von dem Röntgenstrahl ab. Seine Richtung hängt ebenfalls in gewissem Maße von jener des Röntgenstrahles ab. Herr Bragg ist der Meinung, daß dies zugunsten der Ansicht spricht, daß die Energie des β-Strahles aus dem Röntgenstrahl stammt.

Eine Schwierigkeit bei der Auffassung, daß die Röntgenstrahlen Impulse im Äther sind, besteht nach Bragg darin, daß wir dann für die Erzeugung von β-Strahlen annehmen müssen, daß entweder 1. einige der Atome sich in einem Zustande instabilen Gleichgewichts befinden und beim Zusammenstoß mit einem Röntgenstrahl einen β-Strahl abgeben, oder daß 2. der Röntgenstrahl einem Atom Energie zuführt, die sich ansammelt, bis sie genügt, um das Atom umzustoßen und einen β-Strahl zu entbinden. Herr Bragg meint, daß es besser sei, anzunehmen, daß jeder Röntgenstrahl genügend Energie zur Erzeugung eines β-Strahles mitführt. In diesem Falle betrachten wir den Röntgenstrahl als das Gewehr und das Atom als den Abzug. Diese Ansicht erklärt auch die experimentell gefundene Tatsache, daß die Geschwindigkeit des β-Strahles nicht von der Entfernung der Röntgenröhre von dem Metalle abhängt. Diese Auffassung geht also dahin, daß der Röntgenstrahl korpuskular ist, da er keine Energie unterwegs verliert. Eine andere Tatsache, die mit dieser Auffassung in Einklang steht, ist die, daß der β-Strahl, der den Röntgenstrahl hervorbringt, von derselben Ordnung ist wie der β-Strahl, der von dem Röntgenstrahl hervorgebracht wird.

Zur Erklärung der Barklaschen Versuche, nach denen die Geschwindigkeit des vom Röntgenstrahl erzeugten β-Strahles mit dem Atomgewichte des von dem Röntgenstrahl getroffenen Metalls zunimmt, nimmt Herr Bragg an, daß die Röntgenstrahlen nicht homogen sind, sondern daß es verschiedene Arten gibt, die er als Eisen-Röntgenstrahl, Zink-Röntgenstrahl usw. bezeichnet. Ein Zink-Röntgenstrahl hat mehr Energie als ein Eisen-Röntgenstrahl, usf., entsprechend dem Atomgewicht. Ein Zink-Röntgenstrahl kann einen β-Strahl erzeugen, wenn er auf Zink oder irgendein Metall fällt, das leichter ist, aber nicht, wenn er auf ein schwereres Metall fällt. Einige mit dieser

Ansicht in Einklang stehende Tatsachen hat kürzlich Herr Whiddington erhalten. Er hat nämlich gezeigt, daß ein gewisser Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen besteht, welche die Röntgenstrahlen hervorrufen, und dem Atomgewicht der Metalle, auf die die Röntgenstrahlen fallen müssen, um β-Strahlen zu erzeugen. Wenn also der Kathodenstrahl schnell ist, kann der erzeugte Röntgenstrahl einen β-Strahl aus Metallen von jedem beliebigen Atomgewicht hervorbringen. Wenn die Kathodenstrahlen langsam sind, so kann der Röntgenstrahl aus den schweren Metallen keinen β-Strahl hervorbringen.

Herr Bragg hat die Ionisation in einem Luftraume gemessen und gefunden, daß sie der Ionisation entspricht, die man von den β-Strahlen erhalten müßte, die von den Röntgenstrahlen erzeugt werden. Da also die β-Strahlen ein Gas tatsächlich ionisieren, so liegt kein Beweis dafür vor, daß Röntgenstrahlen direkt ionisieren können.

Herr Bragg meint, daß ein weiterer Punkt zugunsten seiner Theorie in dem neuen Versuch von C. T. R. Wilson liegt. Herr Wilson ließ Röntgenstrahlen durch einen Nebel hindurchgehen. Er vermochte den Verlauf eines einzelnen Röntgenstrahles eine ziemlich lange Strecke weit zu verfolgen und nahm sogar den Verlauf der Röntgenstrahlen photographisch auf. Der Röntgenstrahl zeigt eine Strecke weit einen geradlinigen Gang und verändert dann seinen Lauf. Herr Bragg meint, daß dies davon herrührt, daß der Röntgenstrahl aufhört und der β-Strahl erzeugt wird.

Die Ansichten des Herrn Bragg wurden von Sir Wm. Ramsay und von den Herren Gill und Lindemann diskutiert.

W. J. Humphreys, Die Erde als Strahler.

Die Erde absorbiert Wärme von der Sonne und strahlt, als Ganzes betrachtet, genau dieselbe Wärmemenge aus. Wir wissen, daß dem so sein muß, denn die Jahreszeiten sind Jahr für Jahr dieselben. Diese Gleichheit gilt nur, wenn wir die ganze Erde und ein ganzes Jahr betrachten. Wenn wir nur einen Punkt auf der Erdoberfläche betrachten, so werden wir höchstwahrscheinlich eine Ungleichheit zwischen diesen Größen finden. Beispielsweise ist am Äquator die verlorene Wärmemenge geringer als die dort aufgenommene, und umgekehrt in höheren Breiten.

Herr Humphreys ist der Ansicht, daß die Wärmemenge, welche die Erde ausstrahlt, gemessen werden kann, indem man die Temperatur der isothermen Schicht über dem betreffenden Punkte der Erdoberfläche nimmt, denn in dieser Schicht findet keine Konvektion und sehr wenig Leitung statt. Nun kennen wir die mittlere Temperatur der isothermen Schicht. Sie ist am kältesten über dem Äquator, am wärmsten unter etwa 50° Breite, und kühlt sich dann wieder gegen die Pole hin ab. Das effektive Strahlungsniveau über der Erde können wir zu ungefähr 4 km annehmen und können somit alle Wolken unterhalb dieses Niveaus für den vorliegenden Zweck als Teil der Erde ansehen. Nun werden alle etwa oberhalb dieses Niveaus befindlichen Wolken die austretende Strahlung insofern beeinflussen, als sie sie absorbieren werden. Am Äquator sind viele Cirruswolken, sehr viel mehr als über höheren Breiten. Dies sind die höchsten Wolken und absorbieren die austretende Strahlung, erklären also die niedrigere Temperatur der isothermen Schicht am Äquator.

L. Vegard, Über die Strahlung, welche das Nordlicht hervorbringt.

Ausgehend von der durch Birkeland vertretenen Ansicht, daß Nordlichter durch elektrische Sonnenstrahlung verursacht werden, behandelt der Redner das Problem, ihre physikalischen Eigenschaften zu bestimmen.

Aus der Form und der Struktur der Leuchterscheinung ergibt sich eine Methode, zu untersuchen, in welcher Weise die Sonnenstrahlen von der Materie absorbiert werden, und der Redner gelangt zu dem Schlusse, daß das Gesetz der Absorption der Sonnenstrahlen im wesentlichen dasselbe ist wie das der Absorption der α-Strahlen. Diese Übereinstimmung hinsichtlich des Absorptionsgesetzes hat den Redner bestimmt, weitere Folgerungen aus der Hypothese zu ziehen, daß gewisse Nordlichtformen von α-Strahlen verursacht werden.

Aus der Beziehung zwischen Reichweite und Geschwindigkeit ergibt sich, daß α-Strahlen bis zu Höhen von 70—300 km herab gelangen werden; das ist der Raum, der bei den meisten Nordlichtformen tatsächlich beobachtet worden ist. Des Weiteren geht aus Berechnungen hervor, daß ein α-Strahl die Atmosphäre in einem Winkelabstand von etwa 17° von der magnetischen Achse treffen wird, und das gibt die richtige Lage der Nordlichtzone.

Um die dünnen Banden in den Draperien zu erklären, ist eine homogene Strahlung erforderlich, und Homogenität ist in der Tat eine Eigenschaft der von einer einzelnen radioaktiven Substanz ausgehenden α-Strahlen.

Die Eigentümlichkeit der Draperien, Serien

äquidistanter Banden aufzuweisen, wird durch die Annahme erklärt, daß die Strahlung aus homogenen Gruppen besteht, die unter denselben Anfangsbedingungen entstehen. Solche zur Bildung paralleler Banden erforderlichen Strahlungen werden vorliegen, wenn die Strahlungsquelle auf der Sonne eine radioaktive Substanz und deren verschiedene Zerfallsprodukte enthält. Die parallelen Banden werden eine Art magnetischen Spektrums der für die radioaktiven Substanzen in der Strahlungsquelle charakteristischen α-Strahlen liefern.

F. R. Watson, Die Wirkungen von Luftströmungen auf den Schall.

Dieses Problem bildet einen Teil des Problems, den Echo- und Widerhallerscheinungen im Hörsaal der Universität Illinois abzuhelfen. Die Theorie lehrt, daß, wenn das Ventilationssystem so angelegt wird, daß ein breites Blatt warmer Luft sich über den Kopf des Redners hin bewegt und im Rücken der Hörer abgesaugt wird, daß es dann wie eine Scheidewand wirken und die Äußerungen des Redners mehr oder minder vollständig auf das Auditorium zu reflektieren und brechen wird. Lord Rayleigh hat gezeigt, daß die Reflexion an der Grenzfläche gasförmiger Medien von dem Unterschiede in der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Schalles in den beiden Medien abhängt. Setzen wir

$$V = \sqrt{\frac{\gamma p}{\varrho}},$$

so vermindert eine Temperaturzunahme ϱ und erhöht somit V. Eine Totalreflexion kann bei sehr schräger Inzidenz erfolgen. Bei konstanter Temperatur beeinflussen Änderungen von p das V nicht, da p konstant bleibt. Bei Anwesenheit von Kohlensäure ist γ kleiner und V nimmt ab. Die Brechung hängt auch von dem Verhältnis der Geschwindigkeiten ab, so daß der Schall, der in den bewegten Strom eindringt, in der Richtung des Stromes gebeugt wird, wobei die Möglichkeit einer Totalreflexion an der oberen Grenzfläche des Stromes gegeben ist. Ferner führt bewegte Luft den Schall mit. Diese Faktoren wirken dahin, den Schall den Hörern zuzuwenden, und obschon jede Einzelwirkung gering ist, kann doch die Gesamtwirkung groß sein. Die Versuche bestätigen die Theorie und zeigen, daß Reflexion an heißen Gasen erfolgt, die aus Gasbrennern aufsteigen, so daß stehende Wellen auftreten.

W. M. Hicks, Die Abhängigkeit des Spektrums eines Elementes von seinem Atomgewicht.

Außer den bekannten Serienlinien eines Spektrums hängt eine große Anzahl anderer Linien unmittelbar mit ihnen in derselben Weise zusammen, wie die zweite und dritte Gruppe einer Duplett- oder Triplettserie von der ersten Gruppe oder die Trabanten einer D-Serie von der intensiveren Gruppe abhängen. Der Zusammenhang läßt sich folgendermaßen darstellen: Die Schwingungszahl einer Linie wird durch eine Formel von der Gestalt

$$\frac{N}{(1+D_1)^2} - \frac{N}{(m+D)^2}$$

gegeben, die sich etwa für eine S_1-Serie als $S(D_1) - VS(m)$ schreiben läßt. Dann wird die S_2-Serie durch $S(D_1 - W) - VS(m)$ bezeichnet. Als Beispiel für einen Typus der in Rede stehenden Beziehung können unter vielen andern die folgenden gelten:

Element	λ	x		
Mg	4730,42	$S_1(D_1 - 32W_1 - 24W_2) - VS(1)$	0	0,25
	4571,33	$S_1(D_1 - 45W_1 - 14W_2) - VS(1+W_2)$	0	0,05
Ca	6169,87	$S_1(D_1) - V_1(1-W_2)$	− 0,02	0,10
	6439,36	$S_1(D_1 + 20W_1 + 10W_2) - VS(1+W_2)$	0	0,10
	6462,75	$S_1(D_1 + 5W_1 + 5W_2) - VS(1+W_2)$	− 0,04	0,10
Sr	6550,33	$S_1(D_1 - 6W_2) - VS_1$	0	0,20
	6408,65	$S_1(D_1 - 7W_2) - VS(1+2W_2)$	0	0,10

In dieser Tabelle gibt die zweite Spalte die Wellenlänge an, die dritte die Abhängigkeit von dem Gliede mit dem Atomgewicht, die vierte die Differenz zwischen berechnetem und beobachtetem Werte und die letzte die Grenzen der möglichen Fehler. Die Beispiele sind aus den scharfen Serien gewählt, aber die übrigen Serien weisen ähnliche Zusammenhänge auf.

J. Milne, Bericht über die Erdbebenforschung.

Ein interessanter Abschnitt dieses Berichtes lehrt, daß weit auseinander liegende Gebiete, wie beispielsweise Italien und Japan, im allgemeinen zur selben Zeit tätig oder ruhig sind. Der Grund hierfür kann entweder in der Tätigkeit irgendeiner allgemeinen Aktivität gesucht werden, welche diese Gebiete gleichzeitig

in Mitleidenschaft zieht, oder in der Annahme, daß Erdwellen, die von einem Erdbebenzentrum ausstrahlen, plötzliche Entspannungen an weit auseinander liegenden Orten herbeiführen, wo Gesteine auf dem Punkte stehen, nachzugeben. Durch diesen letztgenannten Prozeß kann ein Erdbeben zum Ausgangspunkt vieler Erdbeben werden, die größer oder kleiner sind als es selbst. Herr Milne bespricht einige Beispiele hierfür, nämlich:

1. das Erdbeben von Guatemala am 19. April 1902,
2. das Erdbeben von Arica am 26. Dezember 1906.

Die Existenz dieser mehrfachen Störungen läßt nicht nur vermuten, daß von Zeit zu Zeit die seismische Spannung auf der ganzen Welt nachlassen kann, sondern sie erklärt auch zum Teil die lange Dauer von Erdbeben, die so häufig auf Stationen verzeichnet wird, die weit von ihrem Ursprungsorte entfernt sind.

Herr Milne hat neuerdings einige Messungen über die Biegung von Kanalbetten beim Steigen oder Fallen der Gezeiten in ihnen gemacht. Er hat gefunden, daß diese Biegung des Kanals im Solent durchaus meßbar ist und ebenso im Irischen Meer. Der größte Ausschlag wurde bei Ryde (am Solent) gefunden.

Die geographische Verteilung großer Erdbeben läßt vermuten, daß das Band geringster Festigkeit der Erdkruste nahezu parallel zur Ekliptik, aber etwa 20° nördlich von dieser, verläuft.

P. V. Bevan, Absorption und Dispersion in Metalldämpfen.

Die neue Methode von Wood zur Untersuchung des Spektrums von Metallen hat viel zu unserer Kenntnis des Natriumspektrums beigetragen; hat er doch 48 Linien der Hauptserie beobachtet. Die Methode besteht darin, weißes Licht durch den Dampf des Metalls hindurchgehen zu lassen und so ein Absorptionsspektrum zu erhalten. Herr Bevan hat dieses Verfahren auf die übrigen Alkalimetalle ausgedehnt. Von dem Emissionsspektrum waren nur 7 Linien beim Natrium, 9 beim Kalium, 5 beim Rubidium, 9 beim Cäsium und 9 beim Lithium bekannt. Die neue Absorptionsmethode hat uns mit 48 Linien beim Natrium, 24 beim Kalium, 30 beim Rubidium, 31 beim Cäsium und 41 beim Lithium bekannt gemacht.

Die Erscheinung der Dispersion in Metalldämpfen bietet großes Interesse wegen ihrer Bedeutung für die Theorie der Optik und für die Anschauungen, die wir über die Natur des Atoms und der schwingenden Systeme daraus ableiten können, welche die Spektrallinien hervorbringen. Anomale Dispersion ist bei sämtlichen Alkalimetallen und bei mehreren anderen Metallen beobachtet worden. Die Ergebnisse dieser Versuche bestehen anscheinend darin, daß besondere Moleküle an den optischen Erscheinungen beteiligt sind. Der Effekt der anomalen Dispersion tritt bei allen Linien auf. Absolute Messungen hierüber sind von Wood und von St. Loria beim Natrium angestellt worden, und aus diesen können wir, wenn wir die Dichte des Dampfes kennen, eine Schätzung über die Anzahl der Elektronen gewinnen, die an der Wirkung auf das Licht beteiligt sind, vorausgesetzt, daß wir die Drudesche Dispersionstheorie als gültig ansehen. Die Messungen des Herrn Bevan waren sämtlich relativ, und die Anwendung der Drudeschen Theorie auf sie ergab sehr gute Übereinstimmung. Es scheint, daß jede einzelne Linie in der Serie vermutlich von einer besonderen Atomgruppe herrührt, so daß Zeichen dafür vorliegen, daß der komplexe Charakter des Spektrums nicht von einer Komplexität des einzelnen individuellen Atoms herrührt, sondern von tatsächlich vorhandenen Verschiedenheiten am Atom.

Wm. C. Mc. C. Lewis, Die Zusammendrückbarkeit des Quecksilbers.

Es ist vor kurzem gezeigt worden[1]), daß nachstehender Ausdruck innerhalb der Fehlergrenzen für die meisten normalen Flüssigkeiten gilt:

$$L = -\frac{T\alpha}{\varrho\beta},$$

wo

L = latente Verdampfungswärme der Flüssigkeit,
T = absolute Temperatur,
α = Ausdehnungskoeffizient der Flüssigkeit,
β = Zusammendrückbarkeitskoeffizient der Flüssigkeit,
ϱ = Dichte der Flüssigkeit ist.

Beim Quecksilber ist jedoch die Unstimmigkeit zwischen beobachteten und berechnetem L groß. α und ϱ sind ziemlich genau bekannt, so daß möglicherweise der Wert von β, wie ihn P. Bridgeman[2]) bestimmt hat, nicht genau ist. Als mögliche Fehlerquellen bei seiner Bestimmung kann man vermuten:

1) Phil. Mag., Juli 1911.
2) Proc. Amer. Acad. **44**, 255, 1909.

1. Wirkungen, die von einer Schicht absorbierter Luft oder Feuchtigkeit zwischen den Gefäßwandungen und dem Quecksilber herrühren;
2. daß die Flüssigkeit (ein Melassengemisch), in die der Kolben getaucht worden war, ehe er in das Quecksilber eingeführt wurde, nicht völlig beseitigt worden war;
3. das unvermeidliche Vorbeigleiten des Quecksilbers am Kolben.

Alle diese Wirkungen wirken in derselben Richtung, das heißt, sie bringen eine zu große Volumenabnahme, also zu hohe Werte der Zusammendrückbarkeit, zuwege. [Der von Bridgeman experimentell gefundene Wert ist $3{,}70 \cdot 10^{-6}$ per $\frac{kg}{cm^2}$, der aus obiger Formel berechnete Wert $1{,}30 \cdot 10^{-6}$ per $\frac{kg}{cm^2}$.]

Diskussion über die Grundlagen des Fluges.

Herr A. E. Berriman: Die Probleme, die einen Aeroplan betreffen, lassen sich roh in zwei Klassen teilen: 1. in solche, die den Auftrieb und den Widerstand der Flächen betreffen, und 2. in solche, die die Stabilität betreffen. Es ist nachgewiesen worden, daß der Auftrieb eines Aeroplans proportional dem Quadrate seiner Geschwindigkeit und dem Ablenkungswinkel der Fläche ist. Der Widerstand gegen einen Aeroplan zerfällt in zwei Teile, nämlich a) Oberflächenreibung und b) Körperwiderstand. Für die Oberflächenreibung benutzt man allgemein eine von Zahn herrührende Formel, in der der Reibungswiderstand sich wie das Quadrat der Geschwindigkeit ändert. Der Körperwiderstand müßte auf ein Minimum verringert werden, wenn man die gesamten Hauptmassen in Gehäuse von Stromlinienform einschließen würde. Herr Berriman diskutierte die von ihm als „Flugkoeffizienten" bezeichnete Größe, das ist der „Widerstand per Einheit der Belastung". Der Redner zeigt, daß diese Größe von der Geschwindigkeit unabhängig ist, aber von dem Winkel der Fläche abhängt, und daß er einen Mindestwert hat, der von dem Koeffizienten der Oberflächenreibung abhängig ist.

Die Stabilität ist bei einer Flugmaschine entweder natürlich als ein Ergebnis der Gestalt oder automatisch als das Ergebnis eines selbsttätigen Mechanismus, oder durch menschliche Intelligenz geregelt. In der Richtung der automatischen Stabilität sind keine besonderen Fortschritte gemacht worden, obschon die Verwendung des Gyroskops und der Windflügel zur Betätigung von Relais-Vorrichtungen öfters vorgeschlagen worden sind. Die natürliche Stabilität in ihrer elementaren Form läßt sich leicht an Papiermodellen zeigen. An praktischen Aeroplanen beruht die natürliche Stabilität in der longitudinalen vertikalen Ebene hauptsächlich auf dem Prinzip des zweiflächigen Winkels. Die natürliche Stabilität in der seitlichen Vertikalebene beruht gewöhnlich ebenfalls auf demselben Prinzip, aber man hat auch andere Systeme versucht, darunter das des gewölbten Flügels. Der gewölbte Flügel und der Zweiflächenwinkel sind im Prinzip scheinbar diametral entgegengesetzt. Es wird auf zwei Arten der Stabilität aufmerksam gemacht, die „starre" und die „rollende". Der exzentrische Schwerpunkt, in dem die Hauptmassen tief unter dem Druckzentrum untergebracht sind, wird häufig als Stabilisierungsprinzip angegeben, aber das dauernde Vorhandensein eines Kräftepaares zwischen dem Schwerpunkt und dem Zentrum des Druckes weisen auf das leichte Auftreten ausgesprochener Schwankungen hin.

Abgesehen von der Frage nach der Stabilität ist der Fortschritt im Flugmaschinenbau hauptsächlich ein Problem der Erhöhung des Wirkungsgrades der Maschine, gerade wie in jedem anderen Zweige des Maschinenbauwesens. Ehe man eine ununterbrochene Reise über den Atlantischen Ozean wird machen können, wird man zeigen müssen, daß man einen Aeroplan zu bauen vermag, der mindestens 1500 englische Pfund (rund 680 kg. D. Übers.) nutzbarer Ladung bei einer Geschwindigkeit von 60 englischen Meilen (rund 96 km) stündlich zu tragen vermag, und zwar unter einem Gleitwinkel, welcher der Größenordnung 1:7 näher kommt als der Gleitwinkel von 1:4 oder 1:5, der heutzutage die Leistung eines guten modernen Fliegers darstellt.

Herr W. N. Shaw wies nach, daß die Berechnungen des Herrn Berriman unter der Annahme gemacht seien, daß sich der Aeroplan in ruhender oder gleichförmig bewegter Luft bewege. Natürlich hat der Luftreisende mit Winden von veränderlicher Geschwindigkeit zu kämpfen. Beispielsweise kann ein Wind von einer Durchschnittsgeschwindigkeit von 20 Meilen in der Stunde leicht zwischen 10 und 30 Meilen in der Stunde schwanken. In solchem Falle würden die auf den Aeroplan wirkenden Kräfte gemäß dem gewöhnlichen Gesetze im Verhältnis 1:9 schwanken. Diese Schwankungen der Windgeschwindigkeit herrschen über Land mehr vor als über dem Meere. Diese Schwankung in den wirkenden Kräften ist ein Argument zugunsten großer Geschwindigkeiten der Maschine, da unter solchen Bedin-

gungen die von Änderungen in der Windgeschwindigkeit herrührenden Schwankungen geringere Wirkung ausüben. Eine der großen Schwierigkeiten für die Flieger besteht darin, daß sie oft sogenannten „Löchern in der Luft" begegnen, wo dann die Maschine plötzlich sinkt. Die „Löcher" rühren vielleicht von absteigenden Wirbelströmen in der Nähe von Klippen her, doch wissen die meisten Flieger diese zu vermeiden. Sie können auf irgendwelcher unbekannten Vertikalbewegung der Luft beruhen oder auf Verdünnungsgebieten zwischen den Stößen hohen Druckes, die häufig mit einer Geschwindigkeit von 17 in der Minute aufeinander folgen. Eine andere Schwierigkeit liegt darin, daß die Stöße nicht nur in Geschwindigkeit wechseln, sondern auch in Richtung, und daß anscheinend zwischen Geschwindigkeitsänderung und Richtungsänderung kein Zusammenhang besteht.

Herr J. E. Petavel: Sicherheit ist der wichtigste Faktor. Stabilität ließe sich in einem gleichförmigen Medium leicht erreichen, aber bei den sehr schwankenden Verhältnissen in der Luft ist vollkommene Stabilität nicht zu erreichen und sollte tatsächlich nicht als Notwendigkeit betrachtet werden. Vermutlich ist das einzige erfolgreiche Mittel, Stabilität zu gewährleisten, bislang der richtige Bau der Tragflächen. Ein weiteres Mittel, die Stabilität zu erhöhen, ist die Steigerung der Geschwindigkeit, aber das führt zu einer neuen Gefahr, denn beim Landen muß man ein Mittel haben, die Geschwindigkeit zu verringern. Eine Gyroskopanordnung wirkt nicht auf Stabilitätssteigerung hin, sondern vermehrt nur die Rotationsträgheit. Manche Maschinen wirken als Gyroskope und verursachen Störungen, wenn der Aeroplan eine scharfe Wendung macht. Eine Wendung nach der einen Richtung läßt den Apparat steigen, eine solche nach der anderen Richtung ihn sinken.

Herr Worby Beaumont meint, der Hauptangriffspunkt vom Standpunkte des Ingenieurs sei die Maschine selbst. In dieser Hinsicht ist es zweifelhaft, ob an mechanischem oder thermodynamischem Wirkungsgrad ein Gewinn zu erwarten ist. Es scheint dem Redner, daß die Gewichtsverminderung der Maschine nunmehr an ihrer mit Nutzen erreichbaren Grenze angelangt ist, und daß es vernünftiger sein wird, das Augenmerk auf Haltbarkeit zu richten. Was Maschinen mit rotierenden Zylindern anlangt, so ist es sehr wahrscheinlich, daß in Zukunft Versuche mit feststehenden Zylindern gemacht und so die Schwierigkeiten vermieden werden, die sich aus der Verwendung rotierender Zylinder ergeben.

Herr J. S. Dines meint, daß die Erforschung der Atmosphäre zu lehren scheint, daß der Wind in Höhen von mehr als 100 Fuß beständiger ist als unterhalb dieses Niveaus. Es würde demnach scheinen, daß der Sicherheit halber ein Aeroplan in geringen Höhen größere Geschwindigkeit haben müßte als in großen, und das wird natürlich zu Schwierigkeiten beim Landen führen.

J. Walker, Lösungstheorien.

Vor 21 Jahren war die Abteilung für Chemie der British Association auf der Versammlung zu Leeds der Schauplatz einer großen Diskussion über die Natur der Lösungen. Es war das erste Mal, daß ich eine Versammlung der British Association besuchte, und ich erinnere mich wohl des anregenden Einflusses der lebhaften Diskussion auf alle Teilnehmer. Wenn ich heute auf dem ehrenvollen Platze eines Vorsitzenden der Abteilung rede, so glaube ich, nichts Besseres tun zu können, als die Stellung der Frage im gegenwärtigen Zeitpunkte zu schildern. Und das erscheint mir um so angebrachter, als unsere Wissenschaft in diesem Jahre das Hinscheiden van't Hoffs, des Begründers der modernen Theorie der Lösung, zu beklagen gehabt hat, dessen Name einer der größten auf dem Gebiete der theoretischen Chemie bleiben wird und in Zukunft, wie ich glaube, fast als der größte angesehen werden wird. Van't Hoff hatte der Hoffnung Ausdruck gegeben, dieser Versammlung beizuwohnen, wie er es vor 21 Jahren getan hat. Die Hoffnung hat sich nicht erfüllt: seine Aktivität ist in das Gleichgewicht des Todes untergetaucht. Aber seine Gedanken sind ein untrennbarer Teil des chemischen Rüstzeugs eines jeden unter uns, und wir wissen, daß — welche Form die Grundbegriffe der Chemie auch annehmen mögen — die quantitative Auffassung des osmotischen Druckes für die Theorie der Lösung das sein wird, was die quantitative Auffassung des Atoms für die chemische Zusammensetzung und die chemischen Eigenschaften ist. Ich muß nämlich nachdrücklich den Umstand betonen, daß die Chemie im wesentlichen eine quantitative Wissenschaft ist, und daß keine chemische Theorie, ja, keine partielle chemische Theorie, Erfolg haben kann, wenn sie nicht quantitativen Charakters ist. Ich möchte hier die Worte Lord Kelvins anführen: „Ich sage häufig: Wenn man messen kann, worüber man spricht, und es zahlenmäßig ausdrücken kann, dann weiß man etwas darüber; wenn man es aber nicht messen kann, wenn man es nicht zahlenmäßig ausdrücken kann, so ist die

Kenntnis davon nur spärlich und unbefriedigend. Es mag der Anfang einer Kenntnis sein, aber man ist kaum in seinem Denken zum Stadium des Wissens vorgedrungen."

Eine allgemeine Theorie der Lösung nun muß auf alle Klassen von Lösungen anwendbar sein, und hierin liegt die Bedeutung der van't Hoffschen Theorie des osmotischen Druckes. Sie ist in gleicher Weise anwendbar auf Gasgemische, auf Gemische inerter Flüssigkeiten und auf Gemische wie das von Schwefelsäure und Wasser, und sie hat weiter den Vorteil, daß, solange die betrachteten Lösungen verdünnt sind, die Beziehungen zwischen dem osmotischen Druck und anderen leicht meßbaren Eigenschaften der Lösungen einfach sind. Leider ist es üblich gewesen, die Theorie des osmotischen Druckes für Lösungen der Hydrattheorie, oder allgemeiner der Solvattheorie, entgegenzustellen, welche eine Verbindung zwischen gelöstem Körper und Lösungsmittel annimmt. Die Solvattheorie ist erstens keine allgemeine Theorie und zweitens mit der Theorie des osmotischen Druckes durchaus vereinbar. Sie steht tatsächlich in bezug auf eine allgemeine Theorie der Lösungen in derselben Reihe wie die Theorie der elektrolytischen Dissoziation von Arrhenius. Diese Ionisationstheorie gilt für eine gewisse Klasse von Lösungen, nämlich für solche, welche die Elektrizität leiten, und sie ist ein vollkommener und notwendiger Bundesgenosse zur Erklärung der numerischen Werte des osmotischen Druckes, den man bei solchen Lösungen findet. Ebenso ist die Hydrat-, oder allgemeiner die Solvattheorie nur auf solche Lösungen anwendbar, bei denen eine Verbindung zwischen Lösungsmittel und gelöstem Stoffe eintritt, und sie wird ohne Zweifel gelegentlich wertvolle Aufschlüsse in bezug auf den osmotischen Druck geben, zumal bei konzentrierten Lösungen, wo die Affinität zwischen Lösungsmittel und gelöstem Stoff am klarsten ist. Sie kann uns nichts über solche Lösungen aussagen, in denen der eine Bestandteil, oder beide, inaktiv ist, gerade so wie die Theorie der elektrolytischen Dissoziation uns nichts über solche Lösungen auszusagen vermag, welche die Elektrizität nicht leiten.

Der große praktische Vorteil, den die Chemiker dem Genius eines van't Hoff verdanken, ist die Annäherung der Substanzen in verdünnter Lösung an Substanzen im gasförmigen Zustande. Hier gehorchen alle Stoffe denselben physikalischen Gesetzen, und es bietet sich eine sichere Grundlage für die Rechnung, die meßbare physikalische Größen ohne Rücksicht auf die chemische Natur der Stoffe und der Lösungsmittel, in denen sie gelöst sind, miteinander verbindet, vorausgesetzt nur, daß die Lösungen keine Elektrolyte sind. Wenn die Lösungen Elektrolyte sind, so liefert die Dissoziationstheorie von Arrhenius, die unabhängig von der van't Hoffschen Theorie des osmotischen Druckes entwickelt worden ist, die notwendige Ergänzung, und für wässerige Lösungen liefert sie eine einfache Grundlage für die Rechnung. Van't Hoff hat der Wissenschaft den zahlenmäßig bestimmbaren Begriff des osmotischen Druckes geschenkt; Arrhenius hat den zahlenmäßig bestimmbaren Begriff des Aktivitätskoeffizienten von Elektrolyten in wässeriger Lösung, oder des Ionisierungsgrades, wie wir ihn heute nennen, beigesteuert.

In letzter Zeit hat sich in manchen thermodynamischen Lagern ein Streben gezeigt, die Bedeutung des Begriffes des osmotischen Druckes zu verkleinern. Es ist ganz richtig, daß er vom mathematisch-thermodynamischen Gesichtspunkt an die zweite Stelle verwiesen werden und sogar ganz entbehrt werden kann, denn er hängt thermodynamisch mit anderen Größen zusammen, die man für ihn einsetzen kann. Aber man kann die Frage aufwerfen, ob die Anhänger der thermodynamischen Methode ohne den Begriff jemals zu den Ergebnissen gelangt sein würden, die van't Hoff durch den osmotischen Druck erzielt hat. Van't Hoff war in der Thermodynamik nur ein Amateur, aber die Ergebnisse, die er auf diesem Gebiete erreicht hat, besitzen dauernde Bedeutung, und seine Arbeiten und der Begriff des osmotischen Drucks haben der Chemie einen mächtigen Anstoß zur Pflege der Thermodynamik gegeben.

Ich möchte nun die Aufmerksamkeit auf einen Gesichtspunkt lenken, der, soviel ich weiß, noch nicht in vollem Umfange berücksichtigt worden ist. Wir können uns zunächst einmal die Frage vorlegen: Sind die Ionen in der Lösung das Anormale, oder ist es der nichtionisierte Stoff? Eine einfache Erwägung würde sogleich zeigen, daß es der nichtionisierte Teil ist. Wir haben beispielsweise in der Essigsäure einen Stoff, der sich normal verhält, so daß sowohl die Ionen $H+$ und $Ac-$ als das undissoziierte Molekül HAc normal sind. Ähnlich verhalten sich im Ammoniumhydroxyd die Ionen NH_4+ und $OH-$ sowie die nichtionisierten Teile NH_3 und NH_4OH sämtlich normal. Wenn wir die beiden Lösungen mischen, so entsteht ein Stoff, Ammoniumazetat, der sich anormal verhält. Unter der Annahme nun, daß das Gleichgewicht, mit dem wir es hier zu tun haben,

$$NH_4+ + Ac- \rightleftarrows NH_4Ac$$

ist, welche von diesen Molekülarten ist nun anormal im Zusammenhange zwischen ihrer Konzentration und ihrer Aktivität? Vermutlich nicht die Ionen NH_4^+ und Ac^-, denn es hatte sich ergeben, daß diese in den Lösungen von Essigsäure und von Ammoniak normal wirkten. Eher ist anzunehmen, daß die anormale Substanz das undissoziierte Ammoniumazetat ist, denn dieses tritt nur in der anormalen Azetatlösung auf und nicht in der normalen Essigsäure und dem normalen Ammoniak. Zu dieser Ansicht, daß gerade der nichtionisierte Teil des Elektrolyts anormales Verhalten zeigt, und nicht die Ionen, sind von anderen Grundlagen aus Noyes und andere Forscher gelangt, und ich hoffe, weiterhin Gründe abzuleiten, welche diese Ansicht stützen.

Das Experiment lehrt tatsächlich, daß die Reaktion — mag man nun als Lösungsmittel Wasser nehmen oder ein Gemisch aus Wasser und Alkohol — auf Ionen bezogen streng bimolekular ist; auf den nichtionisierten Stoff bezogen ist sie nicht monomolekular, das heißt nicht proportional c_u, sondern vielmehr proportional einer anderen als der ersten Potenz von c_u, nämlich $c_u^{-1,4}$.

Das ist meines Erachtens ein sehr kräftiger Beweis dafür, daß im Falle des anormalen Elektrolyts Ammoniumcyanat das anormale Verhalten des Ionisationsgleichgewichts ganz und gar dem nichtionisierten Teile zuzuschreiben ist. Ammoniumcyanat unterscheidet sich aber in keiner Hinsicht in bezug auf seine elektrolytische Leitfähigkeit von den Hunderten anderer anormaler binärer Elektrolyte mit einwertigen Ionen, und ich neige deshalb zu dem Schlusse, daß es im allgemeinen der nichtionisierte Teil dieser Elektrolyte ist, dem wir das anormale Verhalten zuschreiben müssen.

Nernsts Prinzip des konstanten Produkts der Ionenlöslichkeit liefert weiteres Material dafür, daß die Ionen in Lösung normal wirken.

Wir müßten nun, unter der Annahme, daß die Ionen sich normal verhalten, erwarten, daß das Prinzip des konstanten Löslichkeitsprodukts Ergebnisse von demselben Genauigkeitsgrade bei verdünnten Lösungen liefert, ob die betrachteten Elektrolyte normal oder anormal sind. Das ist, wie gesagt, tatsächlich der Fall.

Um die Sache kürzer darzustellen: Bei dem Gleichgewicht zwischen Elektrolyten werden wir eine Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erzielen, ob wir das Massenwirkungsgesetz anwenden, oder ein empirisches Gesetz wie die van't Hoffsche Verdünnungsformel, vorausgesetzt nur, daß wir das anormale Verhalten dem nichtionisierten Teile des Elektrolyts zuschreiben. Beispielsweise können wir die gewöhnlichen Formeln für die Hydrolyse oder für isohydrische Lösungen ebenso leicht für anormale Elektrolyte ableiten wie für normale und finden in beiden Fällen die befriedigendste Übereinstimmung mit dem Experiment.

Durch diese eine einfache Annahme, für die ich einige direkte Beweise gegeben habe, ist es also möglich, eine Grundlage für die Rechnung mit anormalen Elektrolyten zu finden. Das Problem, weshalb gewisse Elektrolyte normal sind und andere anormal, wird natürlich durch diese Annahme keineswegs berührt. Das ist ein Gegenstand für weitere Untersuchung und Forschung.

Arrhenius hat die Lehre von der elektrolytischen Dissoziation oder den freien Ionen nicht begründet: Sie wurde 1857 von Clausius verkündet und blieb verhältnismäßig unfruchtbar. Arrhenius' Werk besteht darin, meßbare Größen in die Lehre einzuführen und ihre einfache quantitative Anwendbarkeit auf wässerige Lösungen darzutun; sogleich wurde sie fruchtbar. Und sobald ein einfaches quantitatives Prinzip für Hydrate in Lösungen entwickelt sein wird, wird diese Lehre ebenfalls fruchtbar werden.

Es ist jetzt sicherlich an der Zeit, alles zu vergessen, was Unbedeutendes und Unüberlegtes seitens der Anhänger der Theorien des osmotischen Drucks und der elektrolytischen Dissoziation auf der einen Seite, von denen der Hydrattheorie auf der anderen Seite in Wort und Schrift gesagt worden ist. Die Theorien sind durchaus nicht unvereinbar; sie ergänzen sich vielmehr, und die Forscher können, indem jeder seiner Neigung folgt, auf beiden Wegen Nutzen schaffen.

(Teils nach Manuskripten, teils nach Korrekturbogen im Auszug aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. September 1911.)

BESPRECHUNGEN.

Ernst Sommer, Über die Radioaktivitätsverhältnisse der natürlichen Heilquellen des deutschen Sprachgebietes. gr. 8. 58 S. München, Verlag der Ärztlichen Rundschau (Otto Gmelin). 1909. M. 2.—

C. Schiffner, Radioaktive Wässer in Sachsen. I. Teil. Lex.-8. 57 S. mit 16 Abbildungen. Freiberg i. S., Craz & Gerlach (Joh. Stettner). 1908. M. 2.—

C. Schiffner u. M. Weidig, Radioaktive Wässer in Sachsen. II. Teil. Lex.-8. 86 S. mit 19 Abbildungen. Freiberg i. S., Craz & Gerlach (Joh. Stettner). 1909. M. 3.—

Das Sommersche Buch enthält eine Zusammenstellung aller Heilquellen des deutschen Sprachgebietes, wobei das Jahr, seitdem sie zu Heilzwecken benutzt werden, der Charakter der Quelle, die Radioaktivität in Mache-Einheiten und der Name des Untersuchers hinzugefügt ist. Zum Schluß werden die Quellen nochmals, nach steigender Radioaktivität geordnet, angeführt. Das so gewonnene statistische Material wird für manche von Wert sein.

Nachdem in den Gruben der Uranerzlager von St. Joachimsthal in Böhmen nahe der sächsischen Grenze stark radioaktive Wässer gefunden waren; schien es wissenschaftlich wertvoll und vielleicht auch von ökonomischer Bedeutung, die Quellen Sachsens auf ihren Radioaktivitätsgehalt hin systematisch durchzuprüfen. Das Ergebnis dieser langwierigen und gewissenhaften Untersuchungen stellen Schiffner und Weidig in den beiden vorliegenden Abhandlungen zusammen. Das Ergebnis ist, daß, wie zu erwarten war, das Auftreten stark aktiver Wässer keineswegs an das Vorhandensein bekannter oder gar abbauwürdiger Uranerzlagerstätten lokal gebunden ist. Sachsen besitzt einen Überfluß an aktiven Wässern, womit aber, wie die Verfasser betonen, nicht etwa gesagt sein soll, daß sich daraus ein Nutzen für das Land wird ziehen lassen.

Riesenfeld.

Ph. A. Guye, La Fixation Industrielle de l'Azote. (Separatabdruck aus „Bulletin de la Société chimique de France".) 68 S.

Der vorliegende Vortrag, den der auf dem Gebiet der Stickstoffaktivierung selbst hervorragend tätige Autor am 24. Mai 1909 vor der Französischen Chemischen Gesellschaft (Paris) gehalten hat, gibt einen sehr guten Überblick über die verschiedenen Seiten dieses aktuellen Problems, und zwar insbesondere über die Oxydation des atmosphärischen Stickstoffs.

Das Problem, das durch die Salpetererschöpfung der Technik und Wissenschaft gestellt wird, wird zunächst vom sozialen, agrikulturchemischen und militärischen Standpunkt beleuchtet, sodann werden die natürlichen Reserven für Stickstoffverbindungen betrachtet und endlich die bis jetzt gefundenen gangbaren Wege zur Lösung des Problems besprochen. Es sind dies die Gewinnung des Ammoniaks aus Torf oder durch Synthese, die Herstellung des Cyanamids und endlich vor allem die Gewinnung der Stickoxyde aus Luft durch elektrische Entladungen. Bei dieser letzten Lösung wird die Historie, die theoretische und praktische Seite (Einrichtung der elektrischen Öfen, Wirksamkeit des Lichtbogens und Umwandlung der Stickoxyde in Salpetersäure) eingehend behandelt. Der Vortrag ist für den Physiker, der über diese jeden Naturwissenschaftler interessierende Frage orientiert sein will, sehr empfehlenswert.

K. Jellinek.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Konrad Knopp für Mathematik, an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Wolfgang Lenhard für Chemie, an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Karl Kommerell für Mathematik.

Ernannt: Der Direktor des Istituto Fisico del Collegio S. Luigi in Bologna Dr. Giovanni Costanzo zum ord. Professor der Physik, der physikalischen Chemie und Radioaktivität und zum Direktor der dazu gehörigen beiden Laboratorien an der Escola Polytechnica (Institut supérieure Technique) in Lissabon, der Privatdozent an der Universität Lemberg Dr. Stanislaus Opolski zum a. o. Professor der Chemie ebenda, die Privatdozenten an der Universität Berlin Professor Dr. Wilhelm Traube (anorganische Chemie) und Dr. Johannes v. Wartenberg (Chemie) zu a. o. Professoren ebenda.

Berufen: Der ord. Professor an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Georg Faber zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Königsberg.

Verliehen: Dem Assistenten an der Zoologischen Station Neapel, früheren Privatdozenten der Chemie an der Universität Leipzig Dr. Martin Henze und dem Privatdozenten für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Anton Skrabal der Titel Professor, dem ord. Honorarprofessor der mathematischen Physik und Geodäsie an der Universität Gießen Dr. Karl Fromme der Titel Geh. Hofrat.

Gestorben: Der ord. Professor der Mathematik an der Universität Edinburgh Dr. George Chrystall, der Chemiker Geheimer Kommerzienrat Dr. Eugen de Haën (Begründer und Mitinhaber der Chemischen Fabrik „List") in Seelze-Hannover, der frühere Professor der Mathematik an der Carnell University in Ithaca Dr. George William Jones, der Privatdozent für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Berlin und Stadtelektriker der Stadt Berlin Professor Dr. Martin Kallmann.

Gesuche.

Doktor der Philosophie,

Physiker, approbierter Lehramtskandidat f. Mathematik und Physik, Verfasser einiger wissensch. Arbeiten, **sucht** Stelle als Assistent an einer Hochschule oder in einem Fabrikslaboratorium. Bescheidene Gehaltsansprüche. Gefl. Anträge erbeten unter **S. H. 360** durch die Geschäftsstelle dieser Zeitschrift.

Angebote.

Jüngerer Physiker

für **wissenschaftliche Laboratoriumsarbeiten** von elektrotechnischer Großfirma in Berlin **gesucht.** Eintritt möglichst sofort. Gehaltsansprüche nebst Lebenslauf erbeten unter **S. H. 359** durch die Expédition der Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.